

LRP 523/95

July 1995

**MESURE DE LA FONCTION DE  
DISTRIBUTION DE VITESSE DU  
FAISCEAU D'ELECTRONS D'UN  
GYROTRON QUASI-OPTIQUE**

G. Soumagne

Au commencement, Dieu créa le ciel et la terre.

Gn 1 1

# Abstract

The efficiency of the gyrotron interaction between the weakly relativistic electron beam and a electromagnetic wave depends on the electron beam parameters. Measured efficiencies of the interaction are smaller than predicted by theory. Therefore, experimental methods have to be developed in order to obtain the necessary information concerning the velocity distribution function of the electron beam.

In this thesis, Thomson scattering and electron cyclotron emission have been studied as new in situ diagnostics of the laminar electron beam in a 100 GHz quasi-optical gyrotron. Whereas Thomson scattering can in principle be used to measure the mean velocity of the electron beam, its application was abandoned mainly due to technical constraints of the gyrotron. On the other hand, the Doppler shift and Doppler broadening of the electron cyclotron emission were measured in the interaction region of the quasi-optical gyrotron by observing the spontaneous emission at an angle of  $15^\circ$  with respect to the external magnetic field. At the given angle of  $15^\circ$  the spectra are dominated by the parallel velocity distribution function,  $f(\beta_{\parallel})$ , whereas the influence of the spread in the relativistic factor,  $\gamma$ , can be neglected for relative spreads,  $\delta\gamma$ , smaller than 2 %. In order to suppress the stimulated emission of the electrons, the gyrotron was operated without resonator. Measurements were performed with a heterodyne detection system and a spectrometer consisting of two channels with center frequencies at 8.00 and 8.50 GHz ( $\pm 0.05$  GHz). The spectra were measured between 130.0 and 148.5 GHz by stepping the local oscillator by 1.0 GHz from shot to shot. The half-width of the measured spectra is typically 5–6 GHz. Since the frequency of the local oscillator is not scanned during a shot, time resolved spectra are obtained.

The parallel velocity distribution of the electron beam and its mean velocity were determined from the measured spectra. The perpendicular velocity distribution and its mean value have been deduced assuming a monoenergetic beam. Measurements of the mean parallel velocity using electron cyclotron emission were compared with those obtained from two capacitive probes which had been installed in the beam tunnel before the interaction region. All experimental results were compared with numerical results

obtained by the electron beam propagation code DAPHNE.

As a main result one can state that the measured parallel velocity spread and consequently the perpendicular velocity spread is about 2–3 times larger than predicted by the electron gun code DAPHNE whereas the mean velocity agrees in general very well with the calculations. The larger velocity spread can partly explain a lower efficiency of the interaction. The reason of the larger spread however is not completely understood. It could be related to a surface roughness of the emitting cathode of the order of micrometer.



# Résumé

L'efficacité de l'interaction entre les électrons faiblement relativistes et l'onde électromagnétique dans un gyrotron dépend des paramètres du faisceau d'électrons. Comme l'efficacité mesurée est plus faible que les prévisions théoriques, des diagnostics sont donc indispensables pour obtenir des informations supplémentaires concernant la fonction de distribution de vitesse du faisceau d'électrons.

Dans le cadre de ce travail, la diffusion Thomson et l'émission cyclotron électronique ont été étudiées en tant que nouvelles méthodes diagnostiques in situ du faisceau d'électrons laminaire d'un gyrotron quasi-optique à 100 GHz. Bien que la diffusion Thomson puisse, en principe, être utilisée dans le gyrotron quasi-optique pour mesurer la vitesse  $\beta$  des électrons du faisceau, elle a été abandonnée pour des raisons techniques liées au gyrotron. Par contre, le déplacement Doppler et l'élargissement Doppler de l'émission cyclotron électronique ont été mesurés dans la région d'interaction du gyrotron quasi-optique en observant l'émission spontanée des électrons à un angle de  $15^\circ$  par rapport au champ magnétique externe. A cet angle d'observation, le spectre est dominé par la fonction de distribution de la vitesse parallèle,  $f(\beta_{\parallel})$ , tandis que l'influence de la fonction de distribution du facteur relativiste,  $\gamma$ , peut être négligée pour une largeur relative,  $\delta\gamma$ , plus petite que 2 %. Afin de supprimer l'émission stimulée des électrons, le gyrotron a été utilisé sans résonateur. Les mesures ont été effectuées avec un système hétérodyne et un spectromètre à deux canaux d'une fréquence moyenne de 8.00 et 8.50 GHz ( $\pm 0.05$  GHz). Les spectres ont été mesurés entre 130.0 et 148.5 GHz en changeant la fréquence de l'oscillateur local entre chacun des tirs du gyrotron par 1.0 GHz. La demi-largeur des spectres est de 5–6 GHz. Comme la fréquence de l'oscillateur local n'est pas changée pendant le tir du gyrotron, les spectres sont mesurés avec résolution temporelle.

A partir des spectres, la vitesse parallèle moyenne des électrons ainsi que la largeur de la distribution de vitesse parallèle ont été déterminées. En supposant un faisceau monoénergétique, la vitesse moyenne perpendiculaire et sa distribution ont été déterminées. Les mesures de la vitesse parallèle moyenne par l'émission cyclotron électronique ont été comparées aux mesures de deux sondes capacitatives qui ont été installées dans

le conduit du faisceau d'électrons en avant de la région d'interaction. Tous les résultats expérimentaux ont été comparés avec les résultats numériques du code DAPHNE.

Le résultat principal est le suivant : la largeur de la fonction de distribution de la vitesse parallèle et, par conséquent, la largeur de la fonction de distribution de la vitesse perpendiculaire est d'un facteur 2–3 plus grande que celle obtenue par le code de simulation DAPHNE. Par contre, la vitesse moyenne correspond en général bien aux résultats numériques. Une fonction de distribution de vitesse plus large que prévue peut, en partie, expliquer une diminution de l'efficacité. L'effet d'élargissement, par contre, n'est pas clairement élucidé. Il pourrait être lié à une rugosité de la cathode du canon à électrons de l'ordre du micromètre.

# Remerciements

Il est évident que ce travail n'a pu être mené à bien que grâce à la contribution constante et diverse du personnel du CRPP. Je tiens donc à exprimer ici ma profonde gratitude pour tout le soutien qui m'a été accordé tant en ce qui concerne la disponibilité qu'en ce qui concerne la compétence remarquable de ces différentes personnes. Je voudrais remercier :

- La direction du CRPP, sous la présidence de Monsieur le Professeur F. Troyon, pour m'avoir permis de travailler dans cet institut.
- Mon directeur de thèse, le Dr. M.R. Siegrist, pour sa disponibilité face aux nombreux problèmes rencontrés et surtout pour son optimisme inaltérable qui m'a très souvent aidé dans les moments difficiles vécus durant la réalisation de ce travail.
- Monsieur le Professeur M.Q. Tran, en m'accueillant au sein du groupe gyrotron après l'arrêt de l'expérience de la diffusion Thomson ainsi que pour ses efforts inestimables aussi bien lors de l'expérience qu'avec le groupe gyrotron.
- Messieurs le Dr. S. Alberti, le Dr. J.P. Hogge, et M. Pedrozzi, pour leur introduction à « l'art » d'utiliser un gyrotron, mais surtout pour m'avoir aidé à effectuer les mesures ainsi que pour les nombreuses discussions concernant l'interprétation des résultats obtenus.
- Monsieur le Dr. T.M. Tran, surtout pour son travail théorique concernant le code DAPHNE.
- Messieurs les Drs T. Goodman, M. Henderson, D.R. Whaley ainsi que P. Mandrin pour les discussions qui ont toujours été très enrichissantes et motivantes.
- Messieurs le Dr. K. Appert et le Dr. R. Behn, pour avoir accepté d'être membres du comité de thèse.

- Monsieur G. Bochy, pour son travail pendant la préparation de l'expérience de la diffusion Thomson et aussi pour ses premières leçons de français.
- Messieurs G. Besson, A. Gorgerat et J.-F. Mion, pour la maintenance de la source haute tension et la maintenance du gyrotron ainsi que pour les innombrables services techniques effectués pendant la phase expérimentale de ce travail.
- Monsieur P. Gorgerat, du bureau de construction, pour les schémas techniques qu'il m'a préparés.
- Messieurs J.-P. Bärtschi, F. Besançon, C. Depierraz, A. Dubrit, R. Lassueur, W. Matthey-Doret, R. Niklaus, P. Pagnoni, J. Richon, R. Rivera et J.-P. Rudaz, de l'atelier mécanique, sous la direction de Monsieur Dussault, pour les nombreux travaux qu'ils ont effectués pour moi pendant mon assistantat au CRPP mais aussi pour leur patience concernant mes petites schémas techniques et pour leur disponibilité à les corriger.
- Les secrétaires E. Braham, E. Grüter, P. Halter et R. Vincent, pour leur travail d'organisation, travail qui, dans une institution dominée par les hommes, risque d'être sous-estimé.

J'aimerais aussi remercier Monsieur le Professeur M. Thumm, de FZK, en Allemagne, et Monsieur le Dr. R.J. Temkin, de MIT, aux Etats-Unis, pour avoir accepté d'être membres du jury de thèse et avoir ainsi accepté les inconvénients d'un long voyage.

Merci aussi à Monsieur D. Richard pour les corrections qu'il a apportées à la rédaction en français de ce mémoire.

Enfin, j'aimerais remercier mes parents, ma sœur et sa famille ainsi que mon frère qui ont suivi à distance la progression de ce travail avec une curiosité et un intérêt qu'on éprouve seulement au sein de la famille.

Pour finir, j'exprime ma profonde gratitude à Anastasia ; elle sait pourquoi.

# Table des matières

<b>Abstract</b>	<b>i</b>
<b>Résumé</b>	<b>iii</b>
<b>Remerciements</b>	<b>v</b>
<b>Table des matières</b>	<b>vii</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2 Gyrotron quasi-optique à 100 GHz</b>	<b>7</b>
2.1 Instabilité maser cyclotron . . . . .	7
2.2 Dispositif expérimental . . . . .	11
2.2.1 Canon à électrons . . . . .	13
2.2.2 Solénoïdes supraconducteurs . . . . .	17
2.2.3 Enceinte à vide . . . . .	18
2.3 Simulations numériques . . . . .	21
<b>3 Diagnostics de faisceaux d'électrons</b>	<b>23</b>
3.1 Diffusion Thomson . . . . .	23
3.2 Potentiel retardateur . . . . .	25
3.3 Sonde capacitive . . . . .	27
3.3.1 Sonde de longueur d'onde cyclotron . . . . .	28
3.3.2 Miroir magnétique . . . . .	28
3.4 Emission cyclotron électronique . . . . .	29

<b>4</b>	<b>Diagnostic par diffusion Thomson</b>	<b>31</b>
4.1	Aspects théoriques . . . . .	31
4.1.1	Introduction . . . . .	31
4.1.2	Géométrie de diffusion . . . . .	35
4.1.3	Diffusion Thomson d'un faisceau d'électrons relativistes . . . . .	40
4.1.4	Spectres calculés . . . . .	43
4.1.5	Estimation du nombre de photons diffusés . . . . .	47
4.2	Dispositif expérimental . . . . .	50
4.2.1	Expérience préliminaire . . . . .	50
4.2.2	Conclusion . . . . .	51
<b>5</b>	<b>Diagnostic par sonde capacitive</b>	<b>53</b>
5.1	Aspects théoriques . . . . .	53
5.2	Dispositif expérimental . . . . .	57
5.2.1	Description du dispositif . . . . .	57
5.2.2	Etalonnage des sondes in situ . . . . .	61
<b>6</b>	<b>Diagnostic par ECE</b>	<b>65</b>
6.1	Aspects théoriques . . . . .	65
6.1.1	Solutions des équations de Maxwell d'une charge ponctuelle . . . . .	65
6.1.2	Equation du mouvement . . . . .	69
6.1.3	Puissance rayonnée par un électron en mouvement hélicoïdal . . . . .	71
6.1.4	Caractéristiques de la puissance émise . . . . .	75
6.1.5	Spectre d'émission cyclotron électronique . . . . .	79
6.1.6	Approximation du spectre . . . . .	83
6.1.7	Effets d'élargissement . . . . .	86
6.1.7.1	Elargissement par effet relativiste . . . . .	86
6.1.7.2	Elargissement par étendue d'angle d'observation . . . . .	87
6.1.7.3	Elargissement par temps de vol . . . . .	87
6.1.7.4	Effet de charge d'espace DC . . . . .	91
6.2	Dispositif expérimental . . . . .	93
6.2.1	Installation dans l'enceinte à vide . . . . .	93
6.2.2	Système de détection hétérodyne . . . . .	96

6.2.2.1	Principe fondamental . . . . .	96
6.2.2.2	Dispositif expérimental . . . . .	97
6.2.3	Etalonnage du système hétérodyne . . . . .	101
6.2.3.1	Etalonnage par le faisceau d'électrons . . . . .	101
6.2.3.2	Etalonnage par un corps noir . . . . .	103
<b>7</b>	<b>Résultats expérimentaux</b>	<b>109</b>
7.1	Paramètres de fonctionnement du gyrotron . . . . .	109
7.2	Evolution temporelle des signaux . . . . .	111
7.2.1	Sonde capacitive . . . . .	111
7.2.2	Emission cyclotron électronique . . . . .	113
7.3	Dépendance des signaux du courant électrique . . . . .	114
7.3.1	Sonde capacitive . . . . .	114
7.3.2	Emission cyclotron électronique . . . . .	118
7.4	Spectres mesurés . . . . .	118
7.4.1	Résultats . . . . .	118
7.4.2	Discussion des résultats . . . . .	123
7.4.2.1	Distribution de vitesse calculée par DAPHNE . . . . .	123
7.4.2.2	Fonction de distribution de vitesse initiale . . . . .	125
7.4.2.3	Faisceau d'électrons non-monoénergétique . . . . .	133
7.4.2.4	Vitesse moyenne de la distribution de vitesse . . . . .	136
7.5	Evolution temporelle des spectres mesurés . . . . .	141
7.5.1	Résultats . . . . .	141
7.5.2	Discussion des résultats . . . . .	145
7.5.2.1	Fréquence moyenne du spectre . . . . .	145
7.5.2.2	Largeur du spectre . . . . .	147
<b>8</b>	<b>Conclusion</b>	<b>149</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>153</b>
	<b>Curriculum vitae</b>	<b>163</b>

# Chapitre 1

## Introduction

Un gyrotron est un oscillateur de radiation à haute puissance de l'ordre de 1 MW\* dont la longueur d'onde se situe entre 1 mm et 1 cm [1, 2]. L'instabilité responsable de l'émission stimulée des gyrotrons est l'instabilité maser cyclotron (ECM : Electron Cyclotron Maser). Elle permet un transfert cohérent d'énergie cinétique rotative des électrons relativistes, qui se déplacent le long des lignes d'un champ magnétique, à l'énergie associée à une onde électromagnétique. L'instabilité est entraînée dans la cavité du gyrotron dont deux conceptions principales existent : la cavité cylindrique de type guide d'onde et la cavité de type Fabry<sup>a</sup> - Pérot<sup>b</sup>. Les gyrotrons sont donc divisés en gyrotrons à cavité cylindrique et en gyrotrons quasi-optiques à cavité ouverte (Fig. 1.1, 1.2).

La réussite de la fusion thermonucléaire contrôlée, qui est envisagée comme future source principale d'énergie, dépend en outre du chauffage du plasma thermonucléaire. Comme le chauffage ohmique<sup>c</sup> par un courant induit dans le plasma ne suffit pas pour atteindre les températures nécessaires car l'efficacité du chauffage ohmique diminue aux plus hautes températures, un chauffage additionnel par l'absorption résonnante d'ondes électromagnétiques à la fréquence cyclotron électronique est envisagée (ECRH : Electron Cyclotron Resonance Heating) [3, 4, 5]. Les sources d'ondes électromagnétiques prévues pour ce chauffage additionnel sont des gyrotrons dont la puissance totale nécessaire est de l'ordre de 50 MW entre 110 GHz et 170 GHz<sup>§</sup> [6, 7]. Jusqu'à présent, seuls les gyrotrons à cavité cylindrique sont considérés à cause de leur puissance qui est de l'ordre de 1 MW et de leur efficacité de 30 % [8]. La puissance des gyrotrons quasi-optiques est, par contre,

---

\*. James Watt, 1736 – 1819

a. Charles Fabry, 1867 – 1945

b. Jean Baptiste Pérot, 1863 – 1925

c. Georg Simon Ohm, 1789 – 1854

§. Heinrich Rudolf Hertz, 1857 – 1894



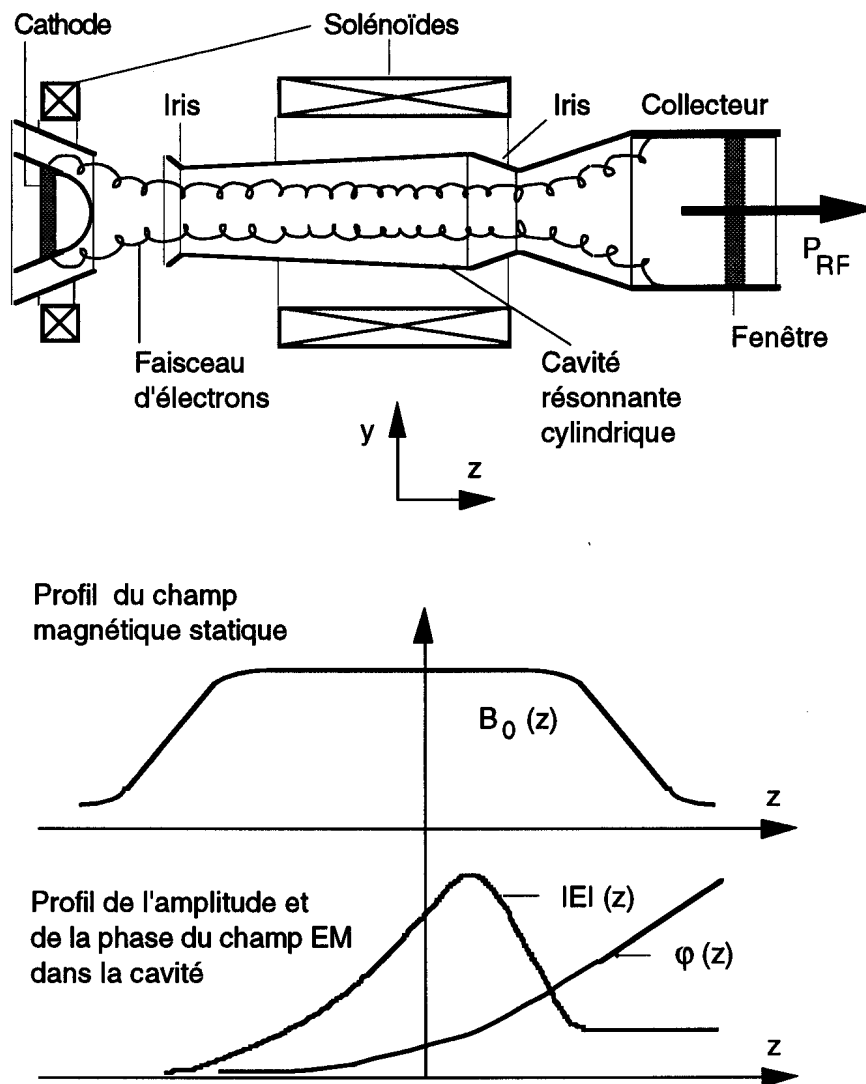


Figure 1.1: Schéma d'un gyrotron à cavité cylindrique.

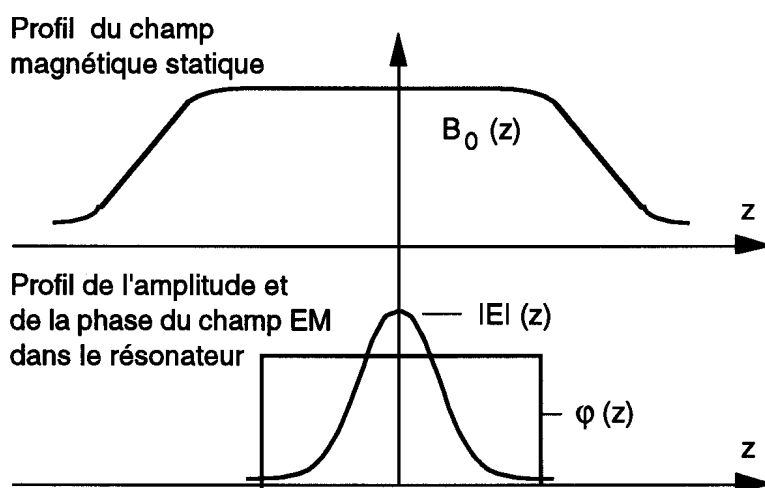
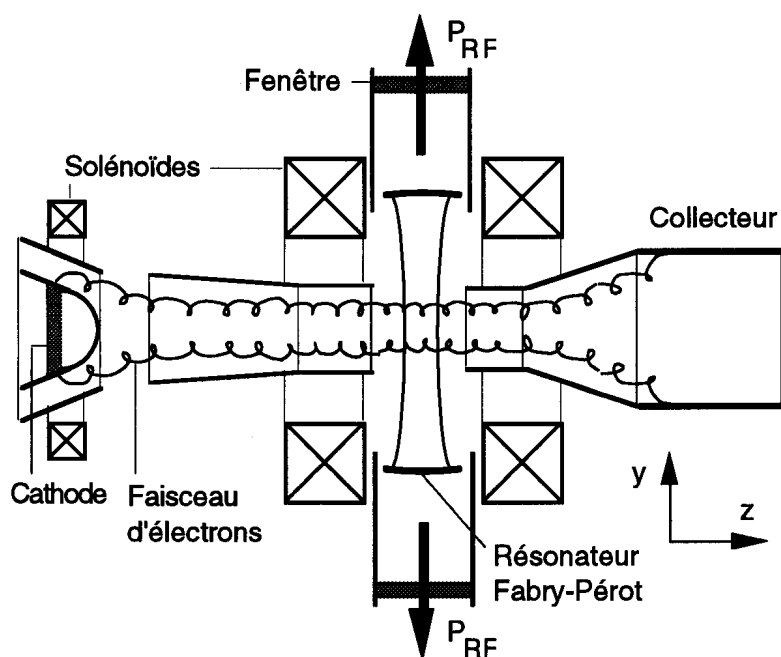


Figure 1.2: Schéma d'un gyrotron quasi-optique.

d'un ordre de grandeur plus petit et ne dépasse pas, pour l'instant, 150 kW avec une efficacité maximale de 15% [9, 10].

Alors que la recherche sur les gyrotrons se concentre sur les gyrotrons à cavité cylindrique [11, 12, 13, 14, 15, 16, 17] pour les raisons mentionnées plus haut, la recherche sur les gyrotrons quasi-optiques [18, 19, 20, 21, 22, 23] se poursuit en raison de leurs propriétés intrinsèques suivantes :

- Comme l'axe de la cavité de type Fabry - Pérot ( $D/\lambda \gg 1$ ) est placé à  $90^\circ$  par rapport à l'axe de propagation du faisceau d'électrons, la distance  $D$  entre les miroirs et, donc, la taille du rayon électromagnétique sur les miroirs peuvent être augmentées, diminuant ainsi la perte ohmique par unité de surface du résonateur. Or, par rapport à une cavité cylindrique, une plus haute puissance peut être stockée dans une cavité ouverte et, par conséquent, une plus haute puissance peut être couplée à l'extérieur.
- La fréquence de résonance d'une cavité de type Fabry - Pérot est facilement changée en modifiant la distance entre les miroirs du résonateur. Le couplage à l'extérieur du résonateur peut ainsi être optimisé quand la fréquence cyclotron est modifiée de plusieurs Gigahertz en changeant le champ magnétique externe [24, 25, 26].
- Enfin, en remplaçant un miroir du résonateur de type Fabry - Pérot par un réseau diffractif, un mode gaussien  $TEM_{00}$  peut être couplé directement à l'extérieur du résonateur [10]. L'efficacité du couplage dans un mode  $HE_{11}$  d'un guide d'onde corrugué est ainsi améliorée. Ce type de guide d'onde est en outre favorable du point de vue de sa faible atténuation [27, 28] et peut, par conséquent, être prévu pour la transmission de l'onde électromagnétique du gyrotron au tokamak [29]. Les modes  $TE_{mn}$  d'un gyrotron à cavité cylindrique sont convertis par différentes méthodes en un mode  $HE_{11}$  où la méthode appliquée dépend du mode d'oscillation du gyrotron [30, 31, 32, 33].

Pour pouvoir profiter des avantages mentionnés, il faut comprendre la cause de la faible efficacité d'un gyrotron quasi-optique. Deux études sont donc effectuées au CRPP : la première se concentre sur les oscillations parasites qui sont observées en dehors des modes propres du résonateur pendant le fonctionnement du gyrotron. Ces modes, qui sont probablement excités dans le conduit du faisceau d'électrons (beam tunnel), pourraient détériorer la qualité du faisceau d'électrons et ainsi diminuer l'efficacité du gyrotron quasi-optique [34].

La deuxième, qui sera présentée dans ce travail, se concentre sur le diagnostic du faisceau d'électrons, pour mesurer la fonction de distribution de vitesse des électrons,

parce que l'efficacité en dépend [35, 36]. Trois diagnostics ont été étudiés : d'abord, la diffusion Thomson à l'aide d'un laser à néodyme-verre. Elle a été abandonnée à cause des trop nombreuses restrictions du gyrotron quasi-optique à 100 GHz [37]. Ensuite, le diagnostic par sonde capacitive qui est déjà bien établi dans le domaine des gyrotrons et qui permet une vérification des mesures faites par l'émission cyclotron électronique spontanée (ECE: Electron Cyclotron Emission). Enfin, l'émission cyclotron électronique spontanée qui permet de mesurer in situ la fonction de distribution de vitesse parallèle du faisceau d'électrons sans réduction de l'échelle des paramètres de fonctionnement du gyrotron. Pour supprimer l'émission stimulée des électrons, le gyrotron a été utilisé sans résonateur pendant les expériences.

## Organisation du mémoire

Le chapitre 2 présente, après une description phénoménologique de l'instabilité maser cyclotron, le gyrotron<sup>d</sup> quasi-optique à 100 GHz sur lequel les mesures ont été effectuées. Ce chapitre contient aussi une description schématique du code numérique DAPHNE<sup>e</sup> qui a été utilisé pour calculer la propagation du faisceau d'électrons dans le gyrotron. Le chapitre 3 présente une introduction aux plus importants diagnostics dans le domaine des faisceaux d'électrons faiblement relativistes y compris, entre autres, la diffusion Thomson, les sondes capacitives et les potentiels retardateurs. Les chapitres 4 à 6 sont tous divisés en deux parties qui contiennent la base de la théorie et le dispositif expérimental des diagnostics étudiés dans ce travail, c'est-à-dire successivement de la diffusion Thomson, des sondes capacitives et de l'émission cyclotron électronique. Le chapitre 7 présente finalement les résultats expérimentaux, obtenus par les sondes capacitives et l'émission cyclotron électronique. On y trouve aussi la discussion des résultats, y compris la comparaison avec les prévisions théoriques. Le mémoire se termine par les conclusions qui sont présentées au chapitre 8.

---

<sup>d</sup>. Composé de gyros, mot grec : cercle, et électron

<sup>e</sup>. Mot grec : Laurier ; Mythologie grecque : Nymphé, aimée et poursuivie par Apollon, qui se laissait volontiers métamorphoser en laurier par son père Peneios.

## Chapitre 2

# Gyrotron quasi-optique à 100 GHz

Le gyrotron quasi-optique à 100 GHz, sur lequel les mesures ont été effectuées, avait été construit en collaboration avec l'entreprise ABB-Infocom en 1986. Une description de ce gyrotron, ainsi qu'une étude théorique et expérimentale très détaillée se trouvent dans la thèse de Alberti [38]. Dans ce chapitre sont présentées successivement une description phénoménologique de l'instabilité maser cyclotron, un court rappel des plus importants éléments du gyrotron et une introduction aux simulations numériques de la propagation du faisceau d'électrons.

### 2.1 Description phénoménologique de l'instabilité maser cyclotron

L'instabilité maser cyclotron a été suggérée à la fin des années cinquante par Twiss [39, 40], Schneider [41] et Gaponov [42]. En 1964, Hirshfield et Wachtel [43] démontraient expérimentalement l'existence de cette instabilité en observant soit l'émission soit l'absorption stimulée de rayonnement. Le principe fondamental d'un maser cyclotron est le transfert cohérent de l'énergie cinétique des électrons, guidés par un champ magnétique, à l'énergie associée à une onde électromagnétique. Ce transfert d'énergie est entraîné pendant le passage des électrons par un dispositif résonnant. Seule une idée de base de cette instabilité sera ici présentée en utilisant un modèle très simplifié. Ce modèle sépare le regroupement en phase (phase bunching) des électrons de la conversion cohérente de l'énergie cinétique des électrons en énergie d'un champ électromagnétique. Pour plus de détails, il faut, par exemple, se référer à [44, 45, 46, 47], ou, dans le cas du gyrotron quasi-optique, à [38, 48].

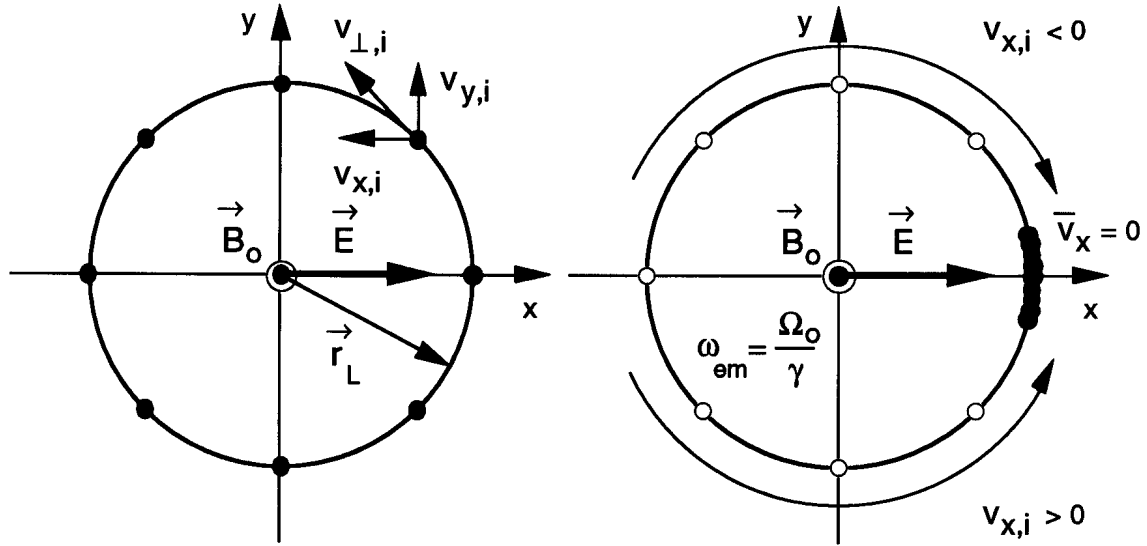


Figure 2.1 : Distribution des électrons sur une orbite de Larmor  $\vec{r}_L$  ; à gauche : distribution uniforme à l'état initial ( $t=t_0$ ) ; à droite ( $t>t_0$ ) : regroupement des électrons après un nombre entier de périodes d'une onde électromagnétique d'une pulsation  $\omega_{em}$  égale à la pulsation cyclotron électronique relativiste  $\Omega_0/\gamma$ . En moyenne, l'énergie du groupe d'électrons reste cependant constante parce que la vitesse moyenne selon  $x$  est nulle.

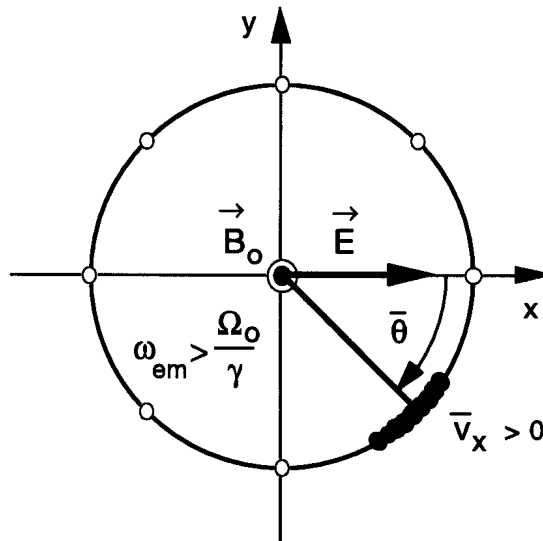


Figure 2.2 : Regroupement des électrons après un nombre entier de périodes d'une onde électromagnétique d'une pulsation  $\omega_{em}$  plus grande que la pulsation cyclotron électronique relativiste  $\Omega_0/\gamma$  ; en raison de la vitesse moyenne positive du groupe d'électrons, l'onde électromagnétique est maintenant amplifiée.

### Regroupement en phase des électrons

Le regroupement en phase (phase bunching) des électrons est une condition *sine qua non* de l'instabilité maser cyclotron et une conséquence de la dépendance relativiste de la pulsation cyclotron  $\omega_o$  :

$$\omega_o = \frac{\Omega_o}{\gamma}, \quad (2.1)$$

où  $\Omega_o$  est la pulsation cyclotron non-relativiste et  $\gamma$  le facteur relativiste électronique. L'effet est illustré par la figure 2.1. L'état initial,  $t=t_o$ , est décrit par  $N_p$  électrons distribués uniformément sur l'orbite de Larmor<sup>a</sup>  $\tilde{r}_L$ . Les phases des électrons ne sont pas corrélées. On suppose que le facteur relativiste de chaque électron  $\gamma_i$  est, à ce moment-là, égal à  $\gamma$ . En introduisant ensuite,  $t > t_o$ , un champ électrique  $\vec{E}$  oscillant à une pulsation  $\omega_{em}$  et polarisé linéairement selon  $x$ , la variation de l'énergie  $W_i$  de l'électron  $i$  par unité de temps  $dt$  est donnée par :

$$\frac{dW_i}{dt} = -|e| v_{x,i} E_x. \quad (2.2)$$

Or, l'énergie de l'électron  $i$  décroît si la vitesse  $v_{x,i} > 0$  et l'énergie augmente si la vitesse  $v_{x,i} < 0$ . De plus, la pulsation relativiste  $\omega_{o,i}$  de l'électron  $i$  augmente ou diminue tour à tour à cause du changement du facteur relativiste  $\gamma_i$  :

$$\begin{aligned} v_{x,i} > 0 &\Rightarrow \frac{dW_i}{dt} < 0 \Rightarrow \gamma_i \searrow \Rightarrow \omega_{o,i} = \Omega_o/\gamma_i \nearrow, \\ v_{x,i} < 0 &\Rightarrow \frac{dW_i}{dt} > 0 \Rightarrow \gamma_i \nearrow \Rightarrow \omega_{o,i} = \Omega_o/\gamma_i \searrow. \end{aligned}$$

Les électrons d'une vitesse  $v_{x,i}$  positive ont alors une pulsation cyclotron inférieure à celle de l'onde,  $\omega_{o,i} < \omega_{em}$ , tandis que les électrons d'une vitesse  $v_{x,i}$  négative ont une pulsation cyclotron supérieure,  $\omega_{o,i} > \omega_{em}$ . Par conséquent, les électrons sont regroupés sur l'orbite de Larmor avec un mouvement cohérent dû à la corrélation de leurs phases (Fig. 2.1). En supposant que la pulsation électromagnétique  $\omega_{em}$  est égale à  $\Omega_o/\gamma$ , on voit que la vitesse moyenne  $\bar{v}_x$  est nulle, ce qui signifie qu'il n'y a, en moyenne, aucun transfert d'énergie entre les électrons et l'onde électromagnétique.

---

a. Sir (1909) Joseph Larmor, 1857–1942

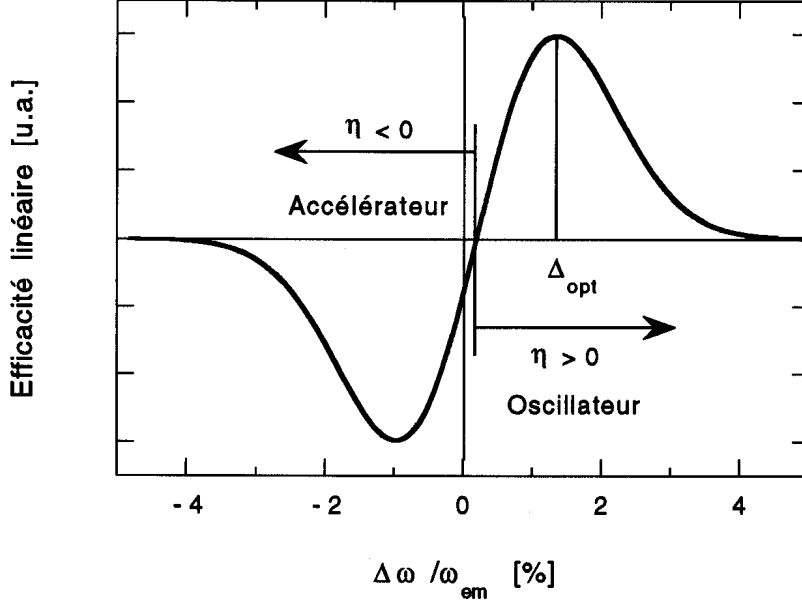


Figure 2.3: Efficacité linéaire,  $\eta_{lin}$ , en fonction du désaccord  $\Delta\omega/\omega_{em}$ .

### Transfert cohérent d'énergie

Pour obtenir, en moyenne, un transfert d'énergie des électrons à l'onde électromagnétique, c'est-à-dire  $\overline{dW/dt} < 0$ , la vitesse moyenne  $\bar{v}_x$  des électrons doit être positive. Cette condition est satisfaite si  $\omega_{em} > \Omega_o/\gamma$ . Une illustration en est donnée sur la figure 2.2. Dans le cas présent, l'énergie cinétique des électrons est transférée en énergie électromagnétique en conservant l'énergie totale du système électrons - onde électromagnétique. Ce modèle simplifié montre déjà que seule l'énergie cinétique rotative des électrons est convertie. Or, il faut optimiser le faisceau d'électrons du point de vue de son énergie cinétique rotative pour maximiser le transfert d'énergie. De plus, le désaccord (detuning)  $\Delta\omega$  entre la pulsation de l'onde  $\omega_{em}$  et la pulsation cyclotron électronique relativiste  $\omega_o$  :

$$\Delta\omega = \omega_{em} - \omega_o \quad (2.3)$$

joue un rôle important du point de vue de l'efficacité de l'interaction. La figure 2.3 représente la dépendance caractéristique de l'efficacité linéaire du désaccord relatif  $\Delta\omega/\omega_{em}$  (Eq. 23 de [49]). On voit bien les deux régimes de l'instabilité maser cyclotron : amplification de l'énergie électromagnétique pour  $\eta > 0$  ( $\omega_{em} > \omega_o$ ) et accélération des électrons pour  $\eta < 0$  ( $\omega_{em} < \omega_o$ ). Surtout, il y a un désaccord optimal pour lequel l'efficacité est maximale. Il faut noter que le faible décalage de la fonction de l'efficacité linéaire par



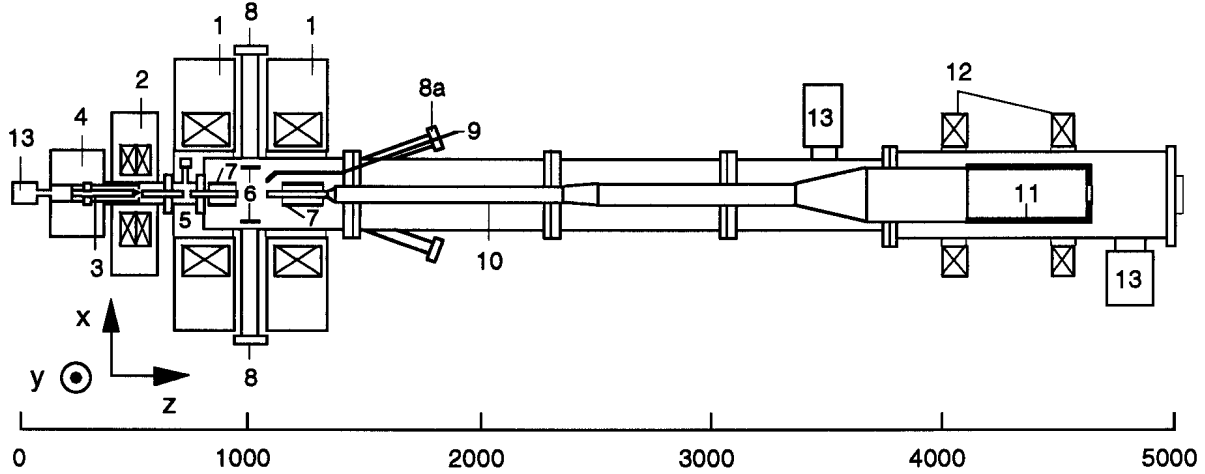


Figure 2.4: Schéma du gyrotron quasi-optique à 100 GHz. 1. Bobines de Helmholtz ; 2. Bobines du canon ; 3. Canon à électrons ; 4. Isolation haute tension ( $\text{SF}_6$ ) ; 5. Vanne pneumatique ; 6. Résonateur Fabry-Pérot (non utilisé pendant l'expérience) ; 7. Système de chauffage du conduit de faisceau ; 8. Fenêtres micro-ondes ; 8a. Fenêtre micro-ondes d'expérience ECE ; 9. Guide d'onde d'expérience ECE ; 10. Conduit du faisceau d'électrons ; 11. Collecteur ; 12. Bobines du collecteur ; 13. Pompes à vide.

rapport à  $\Delta\omega/\omega_{em} = 0$  est dû à une longueur d'interaction finie entre les électrons et l'onde électromagnétique. De plus, le transfert d'énergie est limité par l'énergie libre finie des électrons. Or, l'efficacité est finalement dominée par des effets non-linéaires [36].

## 2.2 Dispositif expérimental

Un schéma du gyrotron quasi-optique à 100 GHz est présenté sur la figure 2.4. Il faut préciser que sa grande taille, qui avait été dictée du point de vue de la versatilité du dispositif, s'est révélée avantageuse pour la mesure de l'émission cyclotron électronique en ce qui concerne l'installation des guides d'ondes dans l'enceinte. Par contre, l'expérience de la diffusion Thomson a été fortement limitée par les dimensions du gyrotron.

Les éléments principaux du gyrotron sont les suivants (Fig. 2.4) : le canon à électrons, les solénoïdes supraconducteurs, le conduit du faisceau d'électrons, le résonateur dans la région d'interaction où le faisceau se propage sans conduit ainsi que le collecteur. Dans le cadre de ce travail, les mesures ont été effectuées en supprimant l'émission stimulée des électrons par une plaque absorbante en Macor<sup>TM</sup> placée dans le résonateur (Paragr. 6.2.1).

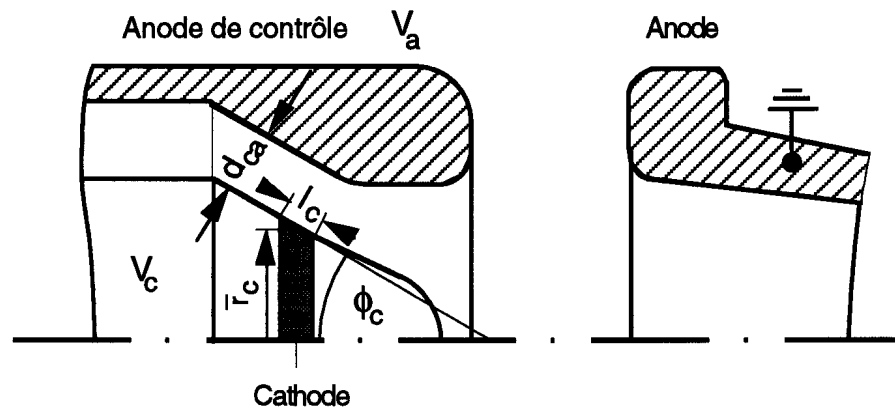


Figure 2.5: Schéma du canon à électrons (MIG).

Paramètre	Valeur
$V_c$	$-60 \text{ kV} - -80 \text{ kV}$
$V_a$	$-35 \text{ kV} - -45 \text{ kV}$
$V_{mod} = V_a - V_c$	$+25 \text{ kV} - +35 \text{ kV}$
$\Phi_c$	$30^\circ$
$\bar{\phi}_c = 2\bar{r}_c$	$20.50 \text{ mm}$
$d_{ca}$	$5.89 \text{ mm}$
$l_c$	$3.3 \text{ mm}$

Tableau 2.1: Paramètres du canon à électrons.

### 2.2.1 Canon à électrons

D'une part, le canon à électrons du gyrotron est la source du faisceau d'électrons et, d'autre part, il accélère les électrons à l'énergie faiblement relativiste essentielle pour l'instabilité maser cyclotron ( $\gamma \simeq 1.13$ ). Deux configurations de canons existent : une configuration diode et une configuration triode. Tandis que la configuration diode consiste en une cathode et une seule anode, la configuration triode a, en plus, une anode de contrôle. Cette anode supplémentaire permet un contrôle du rapport entre la vitesse perpendiculaire  $v_\perp$  et la vitesse parallèle  $v_\parallel$  du faisceau d'électrons, c'est-à-dire du paramètre  $\alpha = v_\perp/v_\parallel$ , sans aucun changement d'énergie du faisceau. Or, pour obtenir le même résultat avec un canon de configuration diode, la compression magnétique devrait être changée, ce qui est beaucoup plus compliqué. Un canon de configuration triode a été utilisé pour cette expérience (ABB : MIG 100-3). Un schéma de ce canon est présenté sur la figure 2.5.

Le champ électrique statique, généré par les potentiels appliqués sur les trois électrodes, accélère les électrons émis par la cathode annulaire. Le champ magnétique externe guide et comprime les électrons adiabatiquement le long de l'axe de symétrie vers la région d'interaction. Ce canon est appelé : canon d'injection magnétron (MIG : Magnetron Injection Gun). En raison de la symétrie de rotation du canon, la section du faisceau d'électrons est une image de celle de la cathode, c'est-à-dire qu'elle est aussi annulaire. Les méthodes de calcul de la géométrie d'un canon pour des propriétés du faisceau voulues sont présentées dans les références [50, 51].

Le potentiel  $V_c$  entre la cathode et l'anode qui est au potentiel zéro détermine l'énergie  $W$  des électrons :

$$W = \gamma m_{o,e} c^2 = \left( 1 + \frac{|V_c| [kV]}{511} \right) m_{o,e} c^2 ; \quad (2.4)$$

$m_{o,e}$  est la masse au repos de l'électron ( $9.109 \cdot 10^{-31}$  kg),  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide ( $2.998 \cdot 10^8$  m/s) et  $\gamma$  le facteur relativiste électronique.

Le champ électrique  $E_c$  à la surface de la cathode conique est donné par le potentiel de modulation  $V_{mod}$  entre la cathode et l'anode de contrôle (Eq. 5.15 de [52]) :

$$E_c \simeq \frac{V_{mod} \cos \Phi_c}{\bar{r}_c \ln (1 + (d_{ca} \cos \Phi_c) / \bar{r}_c)} , \quad (2.5)$$

où  $d_{ca}$  est la distance entre la cathode et l'anode de contrôle,  $\bar{r}_c$  le rayon moyen de la cathode et  $\Phi_c$  l'angle d'ouverture (slant angle) de la cathode annulaire conique (Fig. 2.5). L'équation (2.5) est l'expression du champ électrique d'un condensateur coaxial en remplaçant les rayons  $r$  par  $r / \cos \Phi_c$ . Le champ électrique  $E_c$  est de l'ordre de 60 kV\*/cm

---

\*. Alessandro Volta, Comte (1810), 1745 – 1827

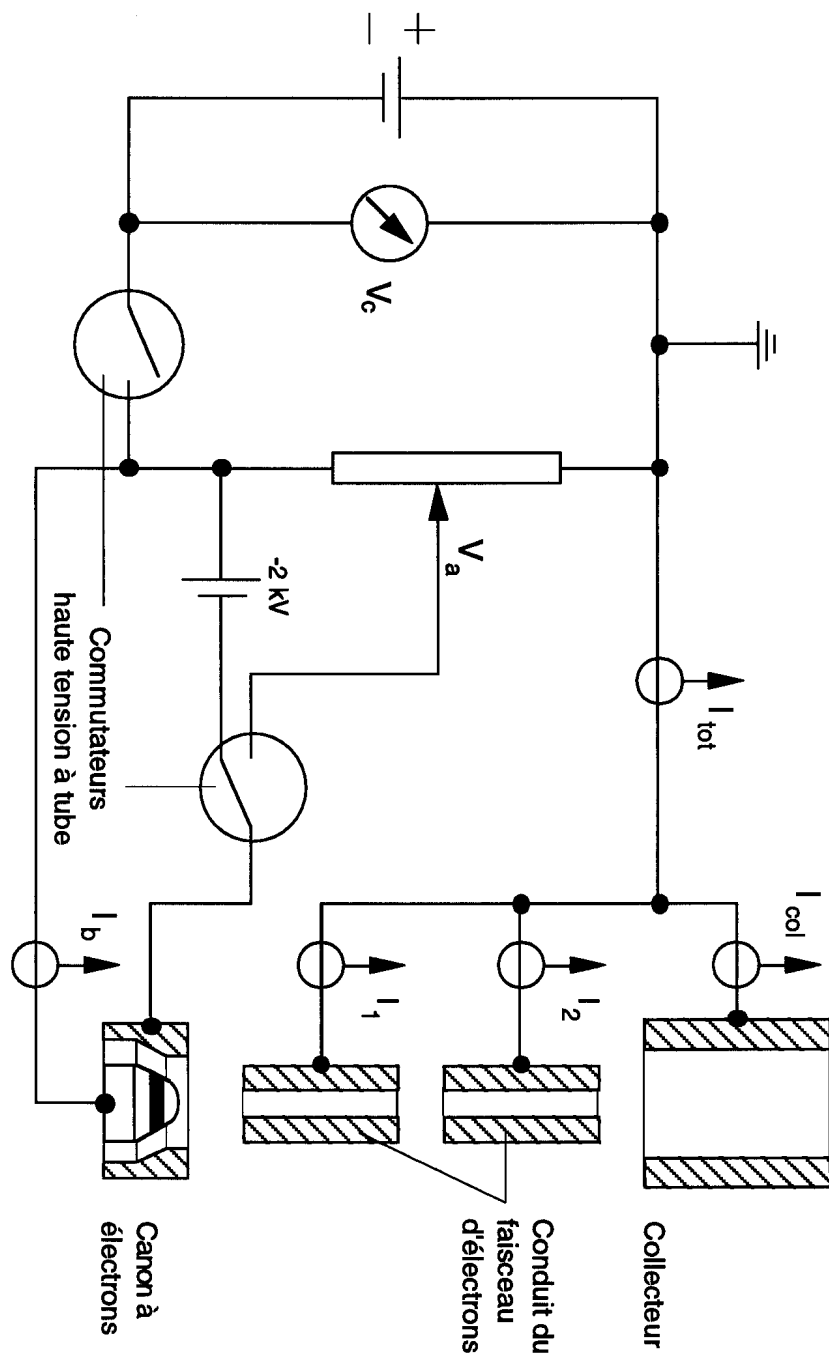


Figure 2.6: Schéma du circuit électrique du gyrotron.

pour les valeurs du canon utilisé (Tab. 2.1).

La vitesse perpendiculaire  $v_{\perp}$  des électrons peut ensuite être exprimée par (Eq. 5.14 de [52]) :

$$v_{\perp} \simeq |E_c| \left( \frac{\cos \Phi_c}{\gamma B_o} \right) \left( \frac{B_o}{B_c} \right)^{3/2} \quad (2.6)$$

où  $B_o$  et  $B_c$  sont les amplitudes du champ magnétique statique respectivement dans la région d'interaction et à l'emplacement de la cathode. La compression magnétique, déterminée par le rapport  $B_o/B_c$ , permet une augmentation supplémentaire de la vitesse perpendiculaire grâce à la conservation du moment magnétique. Tandis que l'énergie  $W$  des électrons est déterminée par le potentiel  $V_c$ , la vitesse perpendiculaire  $v_{\perp}$ , et, par conséquent, le rapport  $\alpha = v_{\perp}/v_{\parallel}$ , est contrôlée par le potentiel de modulation  $V_{mod}$  et par le champ magnétique à la cathode  $B_c$ . En raison de l'angle d'ouverture  $\Phi_c = 30^\circ$  de la cathode, le faisceau d'électrons généré est un faisceau laminaire, c'est-à-dire que les trajectoires des différents électrons ne s'interceptent pas [52].

Des décharges électriques dans le canon à électrons ont limité le courant du faisceau d'électrons à une valeur maximale de 4.5 A\* pendant les expériences. Le même canon avait été utilisé par Alberti [38] pour les études expérimentales de la deuxième harmonique du gyrotron. Pendant cette phase de l'expérience, le problème des décharges électriques avait déjà été observé.

### La cathode

La cathode du canon à électrons se compose d'une matrice de tungstène (W) qui est imprégnée d'oxyde de baryum (BaO) à 15 %. Cette configuration a un très faible potentiel de sortie (work function) de l'ordre de 2 eV (P. 92 de [53]). L'émission des électrons est déterminée par l'émission thermoïonique. Les températures nécessaires de 1000 – 1200 °C§ sont obtenues par conduction thermique à l'aide de deux résistances chauffées qui sont placées à la surface intérieure de la cathode. Les pertes d'oxyde de baryum par évaporation aux températures élevées sont remplacées par le réservoir d'oxyde de baryum dans la matrice de tungstène de la cathode (dispenser cathode). Les températures de fusion du tungstène (W), de 3410 °C, et du molybdène (Mo), de 2617 °C, sont bien supérieures à 1200 °C et expliquent également l'utilisation de ces matériels pour la matrice de la cathode, d'une part, et pour les électrodes du canon, d'autre part. Une description beaucoup plus détaillée de ce type de cathode est donnée dans les références [53, 54, 55].

---

\*. André Marie Ampère, 1775 – 1836

§. Anders Celsius, 1701 – 1744

### Densité de courant électrique

La densité de courant électrique  $j_e$  émise par la cathode, une source thermoïonique, est donnée par l'équation de Richardson<sup>b</sup> - Dushman<sup>c</sup> [53] :

$$j_e \left[ \frac{\text{A}}{\text{m}^2} \right] = 1.20 \cdot 10^6 T_c^2 \exp \left( - \frac{e (\phi_w - \Delta\phi_s)}{k_B T_c} \right), \quad (2.7)$$

$$j_e \equiv j_o \cdot \exp \left( \frac{e \Delta\phi_s}{k_B T_c} \right); \quad (2.8)$$

$k_B$  est la constante de Boltzmann<sup>d</sup> ( $1.381 \cdot 10^{-23}$  J/K),  $T_c$  la température de la cathode en degré Kelvin<sup>e</sup>,  $e$  la charge de l'électron ( $1.602 \cdot 10^{-19}$  C),  $\phi_w$  le potentiel de sortie de la cathode.  $\Delta\phi_s$  est une correction du potentiel de sortie qui est due au champ électrique  $E_c$  à la surface de la cathode :

$$\Delta\phi_s = \sqrt{\frac{e E_c}{4\pi\epsilon_0}}. \quad (2.9)$$

Cette correction est aussi appelée : effet Schottky<sup>f</sup>. La contribution de l'effet Schottky à la densité totale de courant n'est pas négligeable du tout. Elle est donnée par (Eq. 2.8) :

$$\frac{j_e}{j_o} = \exp \left( \frac{e \Delta\phi_s}{k_B T_c} \right) \simeq \exp \left( 440 \frac{\sqrt{E_c [\text{kV/mm}]} }{T_c [\text{K}]} \right), \quad (2.10)$$

ce qui signifie une augmentation d'un facteur 3.3 de la densité de courant  $j_o$  en présence d'un champ électrique à la surface de la cathode  $E_c = 6$  kV/mm à  $T_c = 900$  K.

Enfin, on note que l'émission thermoïonique refroidit la cathode, comme chaque processus d'évaporation, et que la puissance ôtée  $P$  est donnée par :

$$P = (\phi_w - \Delta\phi_s) \int \vec{j}_e \cdot d\vec{A}. \quad (2.11)$$

---

<sup>b</sup>. Sir (1939) Owen Williams Richardson, 1879–1959

<sup>c</sup>. Saul Dushman, 1883–1954

<sup>d</sup>. Ludwig Boltzmann, 1844–1906

<sup>e</sup>. Sir (1892) William Thomson, Lord Kelvin of Largs (1866), 1824–1907

<sup>f</sup>. Walter Schottky, 1886–1976

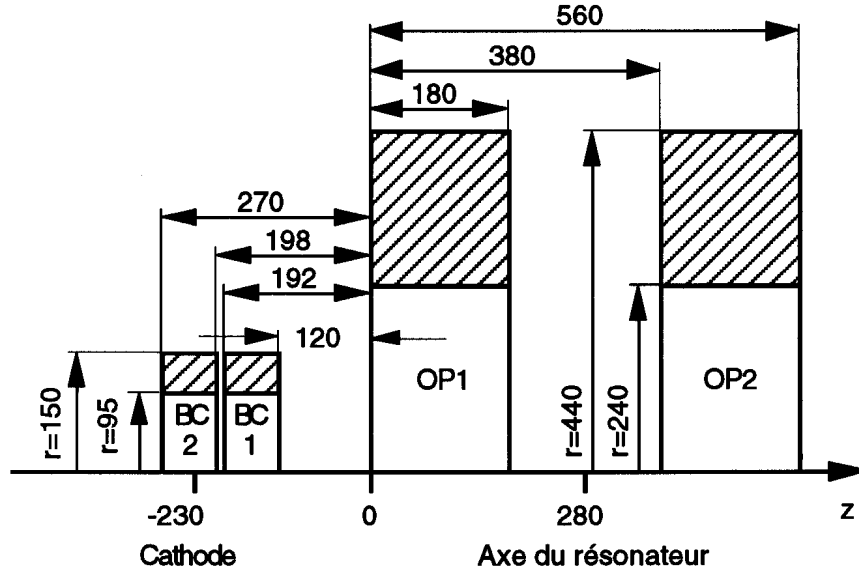


Figure 2.7: Géométrie des solénoïdes supraconducteurs.

### 2.2.2 Solénoïdes supraconducteurs

Le champ magnétique statique est généré par deux paires de solénoïdes supraconducteurs, dont la paire principale (OP1 - OP2) est dans la configuration Helmholtz<sup>g</sup> (Fig. 2.7). Sur l'axe et au centre de la petite et de la grande paire se trouvent respectivement le canon à électrons et la région d'interaction avec l'axe du résonateur qui est perpendiculaire par rapport à l'axe de symétrie des bobines principales. L'amplitude et le gradient du champ magnétique peuvent être contrôlés indépendamment dans les deux régions. Afin d'obtenir une meilleure compression magnétique, c'est-à-dire un meilleur rapport du champ magnétique dans la région d'interaction au champ magnétique à l'emplacement de la cathode, le champ généré par les bobines du canon est opposé au champ principal.

Un champ magnétique dans la région d'interaction de 4 T\* est nécessaire pour générer une fréquence cyclotron électronique relativiste de 100 GHz. Le courant des bobines principales, dont le nombre de tours est de 7100, est de l'ordre de 220 A, ce qui explique l'utilisation des solénoïdes supraconducteurs tandis que le courant des petites bobines est de l'ordre de 55 A pour obtenir une compression magnétique de 20. Chaque solénoïde est alimenté par une source de courant, qui délivre une tension maximale de  $\pm 5$  V pendant

g. Hermann von Helmholtz, 1821 – 1894

\*. Nikola Tesla, 1856 – 1943

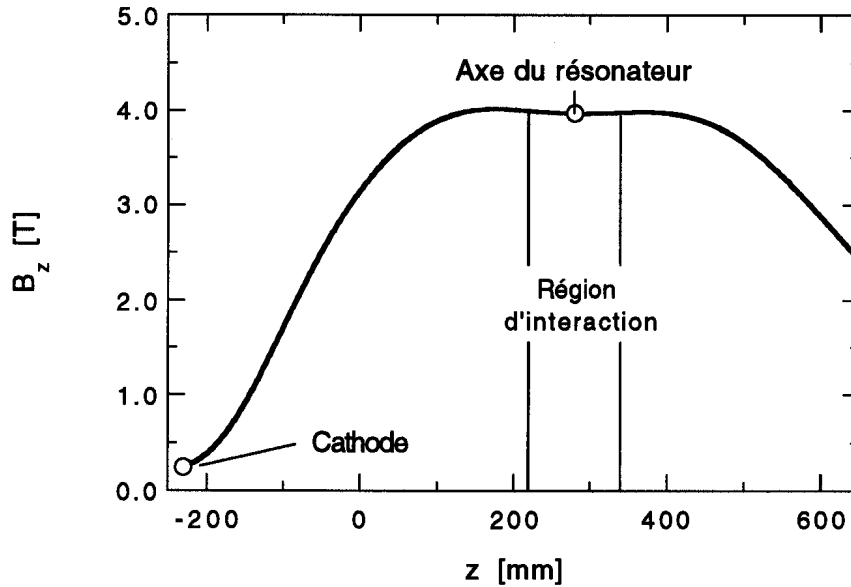


Figure 2.8: Profil longitudinal du champ magnétique  $B$  sur l'axe de symétrie  $z$ .

le chargement et le déchargement des bobines. Un système cryogène en circuit fermé consistant en un compresseur et en un liquéfacteur d'hélium est directement connecté aux circuits de refroidissement des solénoïdes.

Un profil du champ magnétique sur l'axe de symétrie  $z$  du champ est présenté sur la figure 2.8. La variation du champ magnétique dans la région d'interaction est de l'ordre de 0.5 % et la compression magnétique est de 20.

### 2.2.3 Enceinte à vide

L'enceinte à vide dans la région du canon à électrons peut être séparée de l'enceinte principale du gyrotron par une vanne à ultra-vide placée à proximité du canon (Fig. 2.4). Ainsi, la cathode est bien protégée contre l'absorption de l'humidité par l'oxyde de baryum pendant l'installation du canon à électrons et pendant les ouvertures nécessaires de l'enceinte principale. L'enceinte à vide du canon à électrons est évacuée par deux pompes en parallèle : une pompe ionique (8 l/min) et une pompe cryogénique (500 l/min). Elles sont directement connectées derrière le canon (Fig. 2.4). La pompe cryogénique qui a été spécialement installée pour améliorer le vide dans la région du canon pendant le fonc-



Nombre de tours BC1	2520
Nombre de tours BC2	2520
Nombre de tours OP1	7152
Nombre de tours OP2	7128
Matériau supraconducteur	NbTi
Courant critique à 4.2 K (OP1 et OP2)	750 A
Champ max. sur le conducteur à 250 A	5.5 T
Champ sur l'axe à 250 A	4.2 T
Densité de courant à 250 A (OP1 et OP2)	$49 \cdot 10^6$ A/m <sup>2</sup>
Inductance totale (OP1 + OP2)	$\simeq 62$ H*
Temps de charge à $\pm 5$ V	$\simeq 1$ h
Consommation d'hélium liquide	10 – 12 l/h
Temps de refroidissement	10 jours
Pression absolue dans le cryostat	$\simeq 1.4 \cdot 10^5$ Pa

Tableau 2.2: Propriétés des solénoïdes et principales caractéristiques du système cryogène.

tionnement du gyrotron n'a cependant pas évité le problème des décharges électriques mentionné plus haut. L'enceinte principale est évacuée par une pompe turbomoléculaire (500 l/min), qui est en série avec une pompe à palettes, et par une pompe cryogénique (500 l/min). Outre un chauffage de l'enceinte à vide principale sous vide à une température de 120 °C, deux systèmes de chauffage par radiation thermique ont été installés pour, en plus, faire évaporer l'eau absorbée par les deux conduits de faisceau d'électrons qui se trouvent juste avant et après la région d'interaction (Fig. 2.4).

Le vide finalement obtenu à l'entrée de la pompe turbomoléculaire était de  $10^{-6}$  Pa<sup>§</sup> ( $10^{-8}$  mbar) et, dans la région d'interaction, de  $10^{-5}$  Pa ( $10^{-7}$  mbar).

---

\*. Joseph Henry, 1797 – 1878

§. Blaise Pascal, 1623 – 1682

Potentiel de la cathode $V_c$	-62.0 kV
Potentiel de modulation $V_{mod}$	+27.5 kV
Courant du faisceau d'électrons $I_b$	4.5 A
Courant dans le solénoïde OP1	234.1 A
Courant dans le solénoïde OP2	223.3 A
Courant dans le solénoïde BC1	67.1 A
Courant dans le solénoïde BC2	55.3 A
Rayon moyen du faisceau $\bar{r}_b$	2.31 mm
Dispersion relative $\delta r_b$	9 %
Vitesse parallèle moyenne $\bar{\beta}_{\parallel} = \bar{v}_{\parallel}/c$	0.294
Dispersion relative $\delta\beta_{\parallel}$	4 %
Vitesse perpendiculaire moyenne $\bar{\beta}_{\perp} = \bar{v}_{\perp}/c$	0.332
Dispersion relative $\delta\beta_{\perp}$	3 %
Facteur $\bar{\alpha}$ moyen	1.13
Dispersion $\delta\alpha$	7 %
Facteur relativiste moyen $\bar{\gamma}$	1.1161
Dispersion $\delta\gamma$	0.03 %
Dépression du potentiel	2.0 kV

Tableau 2.3: Paramètres du faisceau d'électrons au centre de la région d'interaction ( $L = 100$  mm) calculés par le code DAPHNE pour les paramètres du canon et du champ magnétique externe figurant en haut.

Les valeurs moyennes  $\bar{x}$ , les écarts standards  $\Delta x$  (RMSD : Root Mean Square Deviation), et les dispersions relatives  $\delta x$  figurant dans ce tableau sont définis par :

$$\bar{x} = \frac{1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} x_i, \quad \Delta x = \sqrt{\frac{1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} (x_i - \bar{x})^2}, \quad \delta x = \frac{\Delta x}{\bar{x}}. \quad (2.12)$$

La fonction de distribution normale de la variable  $x$  est donc :

$$f(x) = \exp \left( -\frac{1}{2} \left[ \frac{x - \bar{x}}{\Delta x} \right]^2 \right). \quad (2.13)$$

## 2.3 Simulations numériques

La propagation du faisceau d'électrons a été simulée numériquement par le code bidimensionnel et axisymétrique DAPHNE [56]. Ce code est une version analogue au code EGUN [57]. L'avantage principal du code DAPHNE réside dans sa plus haute vitesse d'exécution due, entre autres, à l'utilisation d'un maillage adaptif non-équidistant. La procédure de calcul des trajectoires des électrons est la suivante :

1. Les champs électrique et magnétique statiques externes sont respectivement déterminés en résolvant l'équation de Laplace<sup>*h*</sup> et l'équation de Biot<sup>*i*</sup>- Savart<sup>*j*</sup>. Les conditions aux limites de l'équation de Laplace sont définies par les potentiels appliqués au canon à électrons et aux conduits du faisceau d'électrons (condition de Dirichlet<sup>*k*</sup>).
2. Les trajectoires d'un nombre d'électrons,  $N_e = 16$ , sont calculées à partir des champs connus aux points de la maille spatiale. Les points de départ des trajectoires sont distribués uniformément sur la longueur  $l_c$  de la cathode.
3. La densité de charge des trajectoires est calculée en fonction du courant choisi pour le faisceau d'électrons. On tient ensuite compte du champ autoélectrique des électrons en résolvant l'équation de Poisson<sup>*l*</sup> tandis que le champ automagnétique des électrons est négligé. Or, le champ magnétique externe n'est pas modifié.
4. La maille est adaptée en changeant sa taille de manière inversement proportionnelle à la densité des électrons.

Les points 2 à 4 sont réitérés jusqu'à ce qu'une solution autoconsistante des trajectoires des électrons soit obtenue. Le nombre suffisant d'itérations est typiquement de 5. Les résultats d'une simulation de DAPHNE à partir des paramètres du canon et du champ magnétique externe sont donnés au tableau 2.3.

---

*h.* Pierre Simon Laplace, Marquis de, 1749 – 1827

*i.* Jean Baptiste Biot, 1774 – 1862

*j.* Félix Savart, 1791 – 1841

*k.* Peter Gustav Lejeune-Dirichlet, 1805 – 1859

*l.* Siméon Denis Poisson, 1781 – 1840

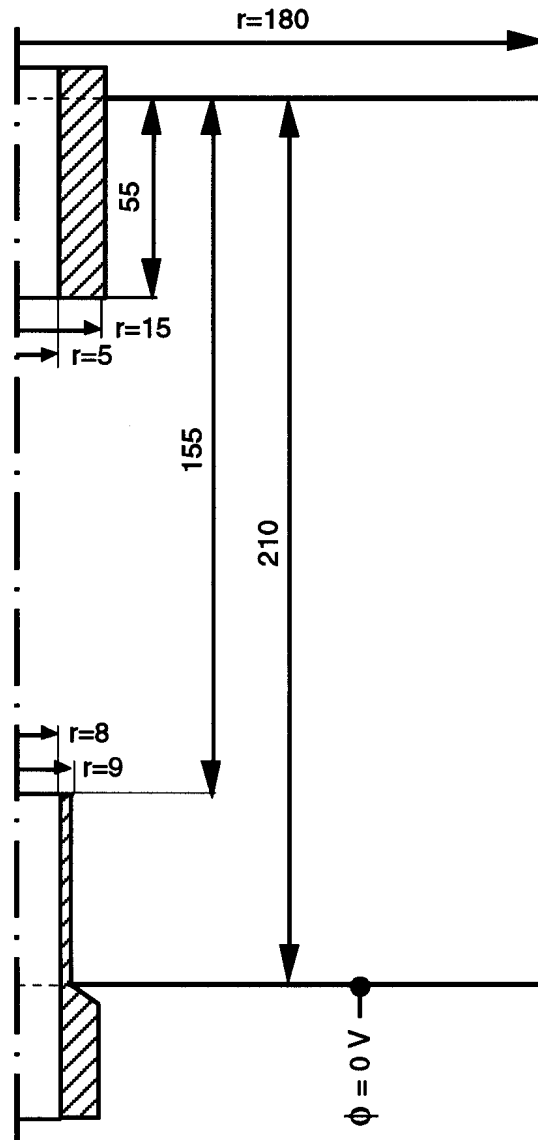


Figure 2.9 : Géométrie et conditions aux limites considérées pour le calcul de la dépression de potentiel dans la région d'interaction par le code DAPHNE.

## Chapitre 3

# Diagnostics de faisceaux d'électrons

Comme les paramètres d'un faisceau d'électrons, c'est-à-dire la vitesse moyenne  $\bar{\beta}$ , le facteur relativiste moyen  $\bar{\gamma}$  ainsi que leurs fonctions de distribution correspondantes  $f(\beta)$  et  $f(\gamma)$ , déterminent fortement le rendement de l'application prévue, le développement des nouveaux diagnostics ainsi que l'application des diagnostics existant déjà dans d'autres domaines de la physique ont été renforcés à partir de l'intensification de la recherche de faisceaux d'électrons relativistes. Ceux-ci sont à la fois utilisés pour les gyrotrons, les lasers à électrons libres (FEL : Free Electron Laser) [60] et pour le refroidissement des faisceaux de particules chargées dans les anneaux de stockage des accélérateurs [61]. En raison du fort champ magnétique de guidage du faisceau d'électrons, le diagnostic conventionnel par des spectromètres magnétiques [62] ne peut plus être appliqué. Dans ce chapitre, quelques-uns des diagnostics appliqués dans le domaine des faisceaux d'électrons relativistes sont présentés d'une manière très générale.

### 3.1 Diffusion Thomson

La diffusion Thomson<sup>a</sup> est un diagnostic essentiel dans le domaine de la physique des plasmas. Son principe fondamental est la diffusion d'un photon par un électron libre. L'interaction entre le photon et l'électron est telle que le changement d'énergie cinétique de l'électron est négligeable, ce qui représente le cas limite de l'effet Compton<sup>b</sup>. Le changement de la fréquence du photon est lié à la vitesse de l'électron par l'effet Doppler<sup>c</sup> et le spectre, diffusé par un ensemble d'électrons, permet donc une mesure de la fonction de distribution de vitesse des électrons.

---

<sup>a</sup>. Sir (1908) Joseph John Thomson, 1856–1940

<sup>b</sup>. Arthur Holly Compton, 1892–1962

<sup>c</sup>. Christian Johann Doppler, 1803–1853

Après la vérification expérimentale de la diffusion Thomson en 1963 par Fiocco et Thompson à l'aide d'un faisceau d'électrons [63], l'application la plus intéressante au cours des années qui ont suivi a été la mesure de la densité et de la température électronique et ionique des plasmas de laboratoire [64]. Aujourd'hui, la diffusion Thomson est devenue un diagnostic essentiel des plasmas thermonucléaires pour la mesure de la température et de la densité électroniques [65]. Par contre, la mesure de la température ionique des plasmas thermonucléaires est certes possible mais limitée par le manque de sources sous-millimétriques soit suffisamment puissantes soit d'une durée d'impulsion assez longue [66].

Le besoin de faisceaux d'électrons monoénergétiques et donc le besoin de diagnostics de ces faisceaux a de nouveau amené à l'application de la diffusion Thomson. La fonction de distribution de vitesse parallèle,  $f(\beta_{\parallel})$ , d'un faisceau d'électrons relativistes ( $\gamma=2.37$ ) d'un laser à électrons libres a été mesurée par Chen et al. [67] en utilisant une géométrie de rétrodiffusion (backward scattering). Le rapport de la longueur d'onde incidente  $\lambda_i$  à la longueur d'onde diffusée  $\lambda_s$  est maximal à une telle géométrie et est donné par (Paragr. 4.1.1) :

$$\frac{\lambda_i}{\lambda_s} = \frac{1 - \beta_{\parallel}}{1 + \beta_{\parallel}}. \quad (3.1)$$

En raison de la haute vitesse des électrons du faisceau examiné de ( $\beta_{\parallel}=0.9$ ), la longueur d'onde incidente  $\lambda_i=9.6\,\mu\text{m}$  du laser à  $\text{CO}_2$  utilisé est donc déplacée à  $\lambda_s=0.5\,\mu\text{m}$ . L'élargissement de la longueur d'onde diffusée autour de la valeur moyenne de  $0.5\,\mu\text{m}$  permet ensuite la mesure de la fonction de distribution de vitesse parallèle tandis que la largeur spectrale du laser à  $\text{CO}_2$  reste négligeable.

Berger et al. [68] ont effectué une mesure identique d'un faisceau d'électrons de refroidissement faiblement relativiste ( $\gamma=1.05$ ). Un tel faisceau doit aussi être monoénergétique pour abaisser la température, c'est-à-dire la largeur de la fonction de distribution de vitesse, des particules lourdes qui se trouvent dans un anneau de stockage, utilisé pour des accélérateurs : les électrons ont une vitesse moyenne égale à la vitesse moyenne des particules chargées et ils se propagent dans la même direction que celles-ci. Une température du faisceau d'électrons inférieure à la température des particules lourdes permet ensuite de les refroidir par collisions coulombiennes<sup>d</sup>. Les mesures effectuées par ce groupe montrent, une fois de plus, le potentiel du diagnostic de la diffusion Thomson mais aussi, avec un rapport signal sur bruit de 2:1, les limites du point de vue de la faible section efficace Thomson,  $\sigma_T = 0.665 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ , surtout si la densité électronique du faisceau examiné ( $n_e \simeq 8 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ) est faible.

---

d. Charles Augustin Coulomb, 1736–1806

Une application de la diffusion Thomson sur un gyrotron, par contre, est plus difficile à cause de la géométrie de celui-ci. Un gyrotron à cavité cylindrique permet par sa construction seule une géométrie de rétrodiffusion. Pourtant, sur l'axe de propagation du rayon laser se trouve maintenant le canon à électrons. L'intensité du rayon laser est donc limitée pour ne pas perturber le faisceau d'électrons dans la région du canon. Une expérience prévue par M.E. Read et J.A. McKay a donc été abandonnée [69, 70]. A cette même période, la préparation d'une expérience préliminaire sur le gyrotron quasi-optique à 100 GHz a été achevée [71]. Les résultats de cet essai, qui sont discutés au chapitre 4, nous ont cependant forcés à abandonner cette approche [37].

## 3.2 Potentiel retardateur

Le diagnostic du potentiel retardateur est un diagnostic intrus qui a été appliqué pour la première fois par E.G. Avdoshin et al. [72, 73] sur un faisceau d'électrons relativistes. Aujourd'hui, cette méthode est utilisée par plusieurs groupes [74, 75]. Elle permet de mesurer la fonction de distribution de vitesse parallèle,  $f(\beta_{\parallel})$ , du faisceau d'électrons. Son principe est le suivant : un champ électrique retardateur,  $U_{ret}$ , est imposé aux électrons. Comme le mouvement des électrons est adiabatique, seule la composante parallèle d'impulsion est diminuée par le champ électrique tandis que l'impulsion perpendiculaire des électrons reste inchangée. Le courant  $I_b$  des électrons, qui ont suffisamment d'énergie pour franchir le champ retardateur  $U_{ret}$ , diminue quand le champ retardateur est augmenté. La mesure complète du courant des électrons en fonction du champ retardateur,  $I_b = f(U_{ret})$ , contient ainsi l'information sur la largeur de la fonction de distribution  $f(\beta_{\parallel}^2)$  (Fig. 3.1). Comme le faisceau d'électrons n'est que faiblement relativiste et comme, en plus, une réduction de l'échelle d'énergie des électrons est faite (voir ci-dessous), la fonction de distribution  $f(\beta_{\parallel}^2)$  reste approximativement gaussienne si on suppose une fonction de distribution gaussienne de vitesse  $f(\beta_{\parallel})$  avec  $\Delta\beta_{\parallel}/\bar{\beta}_{\parallel} \ll 1$ . L'énergie cinétique perpendiculaire moyenne  $\bar{E}_{\perp}$  est ensuite exprimée par l'énergie totale moyenne  $\bar{E}_{tot}$  du faisceau d'électrons :

$$\bar{E}_{\perp} = \bar{E}_{tot} - \bar{E}_{\parallel} . \quad (3.2)$$

$\bar{E}_{\parallel}$  est l'énergie cinétique parallèle moyenne qui est donnée par le champ retardé pour lequel le courant est de 50 % de sa valeur maximale  $I_{max}$  (à  $U_{ret}=0$  V) :

$$\bar{E}_{\parallel} = |e| U_{ret} (0.5 \cdot I_{max}) . \quad (3.3)$$

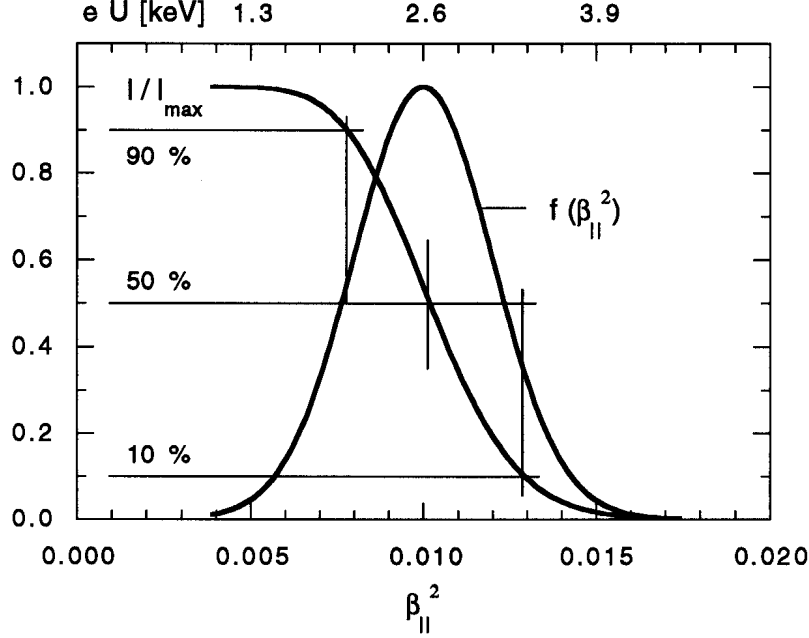


Figure 3.1 : Schéma d'une mesure avec potentiel retardateur ;  $\bar{\beta}_{||} = 0.3$ ,  $\delta\beta_{||} = 10\%$ ,  $\kappa = 9$ .

Le paramètre  $\alpha$  et la largeur relative de vitesse perpendiculaire  $\delta\beta_{\perp}$  sont ensuite déterminés par [76] :

$$\alpha = \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{||}} = \sqrt{\frac{\bar{E}_{\perp}}{\bar{E}_{||}}} = \sqrt{\frac{\bar{E}_{tot} - \bar{E}_{||}}{\bar{E}_{||}}}, \quad (3.4)$$

$$\delta\beta_{\perp} = \frac{\Delta\beta_{\perp}}{\beta_{\perp}} = \frac{1}{2} [\delta\beta_{\perp}^1 + \delta\beta_{\perp}^2], \quad (3.5)$$

avec :

$$\delta\beta_{\perp}^{1,2} \simeq \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta E_{||}^{1,2}}{\bar{E}_{\perp}} \right), \quad (3.6)$$

$$\Delta E_{||}^1 = U_{ret} (0.5 \cdot I_{max}) - U_{ret} (0.9 \cdot I_{max}), \quad (3.7)$$

$$\Delta E_{||}^2 = U_{ret} (0.1 \cdot I_{max}) - U_{ret} (0.5 \cdot I_{max}). \quad (3.8)$$

La largeur  $\delta\beta_{\perp}$  est la valeur moyenne de  $\delta\beta_{\perp}^1$  et  $\delta\beta_{\perp}^2$  obtenues en supposant un faisceau d'électrons monoénergétique (Eq. 3.6). On tient ainsi compte des asymétries possibles de la fonction de distribution de vitesse, c'est-à-dire de la caractéristique  $I_b = f(U_{ret})$ .



L'interception nécessaire du faisceau d'électrons pour effectuer cette mesure a néanmoins deux conséquences : d'abord, la mesure n'est pas faite in situ dans le gyrotron mais dans une expérience séparée ; ensuite, la haute densité de puissance du faisceau d'électrons nécessite une réduction de l'échelle des paramètres de fonctionnement de celui-ci telle que les trajectoires des électrons restent constantes. Pour que l'équation du mouvement stationnaire du fluide électromagnétique :

$$m_{o,e} (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = |e| \left[ \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right] \quad (3.9)$$

reste identique, la tension d'accélération  $V_c$ , la tension de modulation  $V_{mod}$ , le champ magnétique  $\vec{B}$  et le courant  $I_b$  sont donc diminués comme suit :

$$\begin{aligned} V'_c &= \frac{1}{\kappa} V_c \\ V'_{mod} &= \frac{1}{\kappa} V_{mod} \\ \vec{B}' &= \frac{1}{\sqrt{\kappa}} \vec{B} \\ I'_b &= \frac{1}{\kappa^{3/2}} I_b, \end{aligned} \quad (3.10)$$

où le paramètre  $\kappa$  est de l'ordre de 5–20 [76] et l'équation du courant découle de l'équation de Poisson,  $\nabla \cdot \vec{E} = \rho/\epsilon_o$ .

Enfin, on notera qu'une application d'un potentiel retardateur dans un gyrotron est en préparation en Russie [77]. L'idée principale est de laisser passer une petite fraction du faisceau par un perçage dans le collecteur et de l'analyser ensuite.

### 3.3 Sonde capacitive

La sonde capacitive est un diagnostic non-intrus avec résolution temporelle. Il s'agit d'un petit condensateur cylindrique qui est installé dans le conduit du faisceau d'électrons (beam tunnel). Des sondes capacitatives sont appliquées in situ aux gyrotrons [78] et aux lasers à électrons libres [79, 80, 81] pour mesurer la vitesse parallèle moyenne,  $\bar{\beta}_{\parallel}$ , du faisceau d'électrons. En fragmentant une seule sonde en plusieurs parties, elles sont utilisées pour contrôler le positionnement d'un faisceau de particules chargées dans un accélérateur [82, 83].

Le principe de la sonde capacitive est le suivant : le potentiel radial électrostatique,  $U_s$ , du faisceau d'électrons est mesuré par la sonde ; comme le potentiel  $U_s$  est proportionnel à

la charge linéique des électrons  $Q/l$  à l'intérieur de la sonde, la vitesse parallèle moyenne  $\bar{\beta}_{\parallel}$  peut être exprimée par (Paragr. 5.1) :

$$\bar{\beta}_{\parallel} = \frac{I_b}{\frac{Q}{l} c} \sim \frac{I_b}{U_s}, \quad (3.11)$$

où  $I_b$  est le courant du faisceau qui traverse la sonde. Un étalonnage de la sonde est indispensable pour des mesures absolues de la vitesse parallèle. Une sonde capacitive a aussi été utilisée dans le cadre de ce travail et les détails de cette méthode sont présentés au chapitre 5.

### 3.3.1 Sonde de longueur d'onde cyclotron

Shefer et al. [81] ont combiné une mesure de la vitesse parallèle moyenne  $\bar{\beta}_{\parallel}$ , effectuée par une sonde capacitive, avec une mesure du pas de mouvement hélicoïdal  $D$  des électrons pour déterminer, en plus, le facteur relativiste électronique moyen  $\bar{\gamma}$ . La mesure est faite par un disque conducteur qui est placé dans le conduit du faisceau et qui a un trou d'épingle au centre, et par l'âme fine d'un câble coaxial qui est déplacé, par rapport au trou d'épingle, sur l'axe de symétrie. Les électrons qui passent par ce trou croisent ensuite l'axe de symétrie du conduit aux distances périodiques  $nD$  ( $n = 1, 2, \dots$ ). Le courant mesuré par le câble est donc modulé en changeant la position du câble sur l'axe de symétrie. La distance entre deux positions adjacentes pour lesquelles le courant est maximal correspond au pas de mouvement hélicoïdal  $D$  :

$$D = \left( \frac{2\pi c}{e/m_{o,e} B_o} \right) \bar{\beta}_{\parallel} \bar{\gamma}; \quad (3.12)$$

$B_o$  est le champ magnétique statique externe qui guide le faisceau. La combinaison des deux méthodes permet donc de déterminer, outre la vitesse parallèle moyenne  $\bar{\beta}_{\parallel}$ , le facteur relativiste électronique moyen  $\bar{\gamma}$ .

Comme le faisceau d'électrons est intercepté par le disque conducteur, la méthode ne peut être appliquée sur un gyrotron qu'en réduisant d'échelle les paramètres de fonctionnement.

### 3.3.2 Miroir magnétique

Avivi et al. [80] ont superposé un champ magnétique  $B_1$  au champ principal  $B_o$  pour mesurer, en combinaison avec une sonde capacitive, la fonction de distribution de vitesse parallèle  $f(\beta_{\parallel})$  et le facteur relativiste électronique moyen  $\bar{\gamma}$ . La méthode est similaire

à celle du potentiel retardateur. Il s'agit de mesurer le courant des électrons, qui ont maintenant suffisamment d'énergie pour franchir la région de compression créée par le champ magnétique superposé  $B_1$ . Une mesure de la fonction  $I_b = f(B_1)$  contient alors l'information sur la fonction de distribution de la vitesse parallèle. Comme le rapport de miroir  $R$  (mirror ratio) dans une région de compression adiabatique est donné par (Eq. 2.46 de [84]) :

$$R = \frac{B_o + B_1}{B_o} \quad (3.13)$$

et comme le champ magnétique principal  $B_o$  des gyrotrons est de l'ordre de Tesla, la méthode nécessite des champs magnétiques  $B_1$  trop forts pour obtenir un rapport de miroir suffisant. Cette méthode n'est donc pas discutée plus en détail.

### 3.4 Emission cyclotron électronique

L'application principale de l'émission cyclotron électronique est, comme pour la diffusion Thomson, la mesure de la température électronique des plasmas confinés magnétiquement [85, 86]. Pour un plasma d'une épaisseur optique  $\tau > 2.5$ , c'est-à-dire pour un plasma qui rayonne comme un corps noir, la puissance émise est directement proportionnelle à la température électronique du plasma et elle ne dépend évidemment pas de la densité du plasma. Comme il faut mesurer la puissance absolue, un étalonnage absolu du système de mesure est nécessaire. La puissance émise diminue pour les plasmas d'une épaisseur optique  $\tau < 2.5$ . Or, dans ce cas, il faut tenir compte du transport de la radiation, de la densité électronique et des réflexions de l'enceinte du plasma, qui deviennent de plus en plus perturbatrices. La méthode est donc limitée : par exemple dans JET, à partir d'une épaisseur optique  $\tau < 0.6$ , c'est-à-dire dans la région périphérique du plasma, des mesures de l'émission cyclotron électronique n'étaient plus fiables [86].

Une première application in situ très convaincante sur un faisceau d'électrons d'un gyrotron quasi-optique a été faite par Alberti et al. [87]. La fréquence  $\omega_c$  de l'émission cyclotron électronique, qui a été observée à un angle  $\theta$  par rapport au champ magnétique statique  $B_o$ , est donnée par (Paragr. 6.1.3) :

$$\omega_c = \frac{\omega_o}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta} = \frac{e/m_{o,e} B_o}{\gamma (1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)} \quad (3.14)$$

Or, à un angle  $\theta$  constant, la largeur du spectre est déterminée par la fonction de distribution de vitesse parallèle,  $f(\beta_{\parallel})$ , et par la fonction de distribution du facteur relativiste,  $f(\gamma)$ . Toutefois, dans le cas d'un faisceau monoénergétique,  $\gamma \equiv \gamma_o$ , le spectre dépend alors

uniquement de la vitesse parallèle. Les résultats obtenus par l'émission cyclotron spontanée sur le gyrotron à 100 GHz ainsi qu'une discussion de l'influence de la largeur relative  $\delta\gamma = \Delta\gamma/\gamma$  sur les spectres seront présentés au paragraphe 7.4.2.3. Certains résultats des mesures de l'émission cyclotron électronique se trouvent aussi dans la référence [88].

Une application sur les gyrotrons à cavité cylindrique peut aussi être envisagée. Le problème principal sera la densité des modes excités dans le résonateur surmodé. Pour effectuer une mesure de l'élargissement d'un seul mode, il faut en avoir un dont la fréquence soit assez éloignée des fréquences adjacentes.

Pour finir, on notera que la mesure in situ du déplacement de la fréquence d'onde rétrograde (GBW : Gyro Backward Wave) dans un gyrotron à cavité cylindrique permet de déterminer la vitesse parallèle moyenne du faisceau d'électrons [89].

## Chapitre 4

# Diagnostic par diffusion Thomson

La mesure de la fonction de distribution de vitesse du faisceau d'électrons du gyrotron quasi-optique à 100 GHz a été planifiée par diffusion Thomson au début de ce travail. Le projet a été abandonné en raison des résultats expérimentaux préliminaires qui n'étaient pas très encourageants. Dans ce chapitre sont discutés les résultats de cette phase de travail ainsi que les raisons ayant conduit à l'abandon de cette approche.

### 4.1 Aspects théoriques

#### 4.1.1 Introduction

Dans ce paragraphe seuls les principes fondamentaux de la diffusion Thomson seront présentés. Dans le cas d'un faisceau d'électrons, ils sont suffisants pour analyser la distribution spectrale de la lumière diffusée. Parmi le grand nombre de publications concernant la diffusion Thomson, celles de Evans et Katzenstein, de Sheffield ainsi que de Hutchinson sont mentionnées ici [64, 90, 91].

La diffusion Thomson implique deux fois l'effet Doppler d'une onde électromagnétique. Supposons, tout d'abord, qu'une particule chargée d'une vitesse  $\vec{v}$  est irradiée par une onde électromagnétique de fréquence angulaire  $\omega_i$ . Cette fréquence se transforme en fréquence  $\Omega^\circ$  dans le repère de référence de la particule par (Eq. 48.16 de [92]) :

$$\Omega^\circ = \frac{1 - \beta \cos \theta_i}{\sqrt{1 - \beta^2}} \omega_i, \quad (4.1)$$

où  $\beta$  est le paramètre relativiste :

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad (4.2)$$

c'est-à-dire la norme de la vitesse  $\vec{\beta}$  de la particule en unités de la vitesse de la lumière

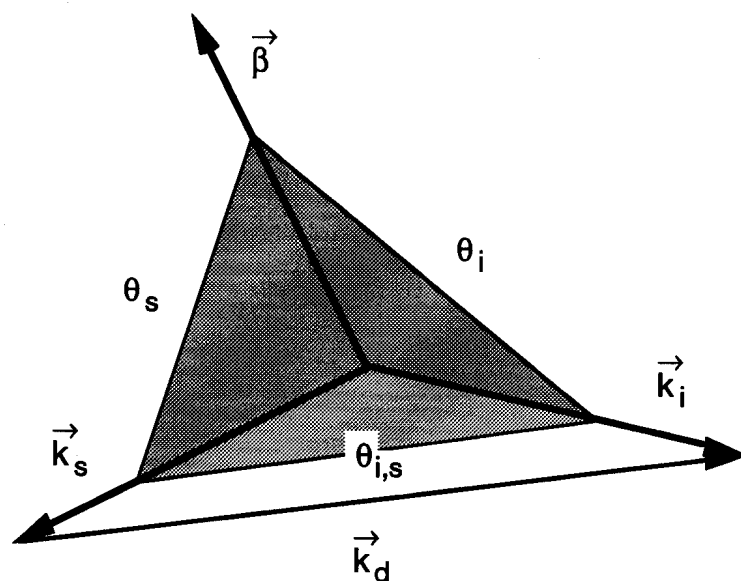


Figure 4.1: Géométrie de diffusion.

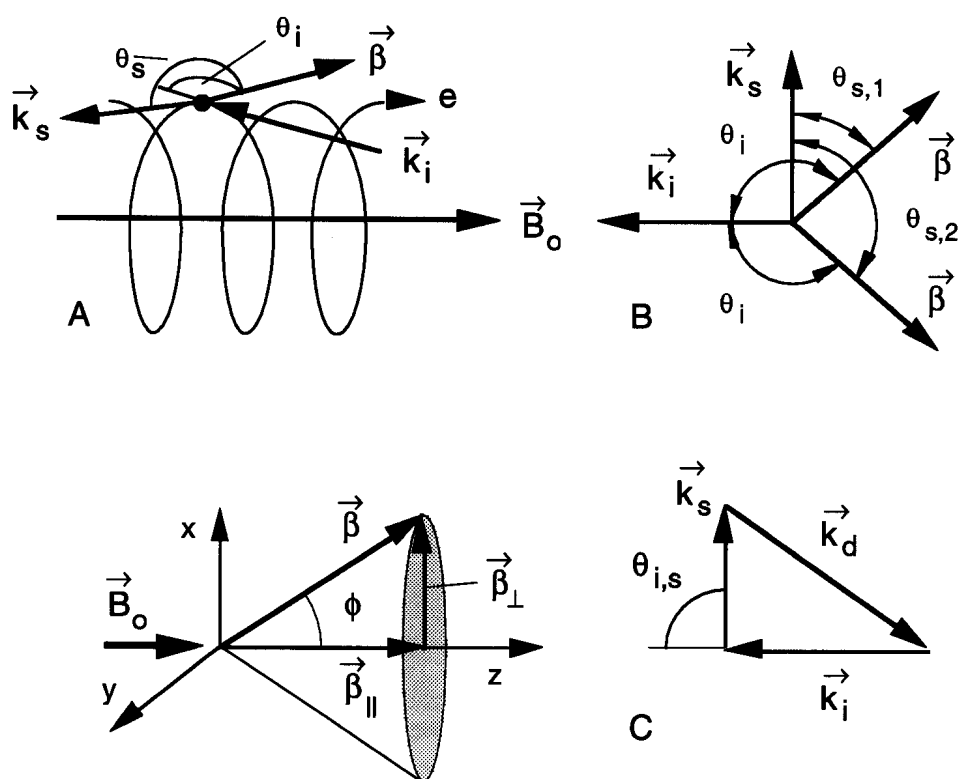


Figure 4.2: Géométrie de diffusion pour un faisceau d'électrons.

dans le vide  $c$ , et où  $\theta_i$  est l'angle entre la vitesse  $\vec{\beta}$  et le vecteur d'onde incidente  $\vec{k}_i$ :

$$\theta_i = \arccos \left( \frac{\vec{\beta}}{\beta} \cdot \frac{\vec{k}_i}{k_i} \right) \quad (0 \leq \theta_i \leq \pi); \quad (4.3)$$

paramètres tous mesurés dans le repère de référence du laboratoire. Ensuite, l'onde électromagnétique de fréquence  $\Omega^\circ$  force la particule chargée à osciller et la fréquence de cet oscillateur dans le repère de référence du laboratoire  $\omega_s$  est donnée par:

$$\omega_s = \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta \cos \theta_s} \Omega^\circ, \quad (4.4)$$

où  $\theta_s$  est l'angle entre la vitesse  $\vec{\beta}$  et le vecteur d'onde diffusée  $\vec{k}_s$ :

$$\theta_s = \arccos \left( \frac{\vec{\beta}}{\beta} \cdot \frac{\vec{k}_s}{k_s} \right) \quad (0 \leq \theta_s \leq \pi). \quad (4.5)$$

Le rapport entre la fréquence de la radiation diffusée,  $\omega_s$ , et la fréquence de la radiation incidente,  $\omega_i$ , est alors:

$$\frac{\omega_s}{\omega_i} = \frac{1 - \beta \cos \theta_i}{1 - \beta \cos \theta_s}. \quad (4.6)$$

Il dépend de la vitesse  $\vec{\beta}$  de la particule et de la direction des vecteurs  $\vec{k}_i$  et  $\vec{k}_s$ , c'est-à-dire de la géométrie de diffusion. Les deux vecteurs  $\vec{k}_i$  et  $\vec{k}_s$  déterminent le plan de diffusion dans lequel se trouve le vecteur différentiel de diffusion  $\vec{k}_d$ . Celui-ci et l'angle de diffusion  $\theta_{i,s}$  sont définis par (Fig. 4.1):

$$\vec{k}_d = \vec{k}_i - \vec{k}_s, \quad (4.7)$$

$$\theta_{i,s} = \arccos \left( \frac{\vec{k}_i}{k_i} \cdot \frac{\vec{k}_s}{k_s} \right) \quad (0 \leq \theta_{i,s} \leq \pi). \quad (4.8)$$

Les particules qui diffusent l'onde électromagnétique incidente dans le cas présent sont les électrons du faisceau qui sont confinés par le champ magnétique  $\vec{B}$  du gyrotron (Fig. 4.2 A). Leur vitesse  $\vec{\beta}$  peut donc être exprimée par une composante parallèle,  $\vec{\beta}_\parallel$ , et par une composante perpendiculaire,  $\vec{\beta}_\perp$ , par rapport à ce champ magnétique  $\vec{B}$  (Paragr. 6.1.2):

$$\vec{\beta} = \vec{\beta}_\parallel + \vec{\beta}_\perp. \quad (4.9)$$

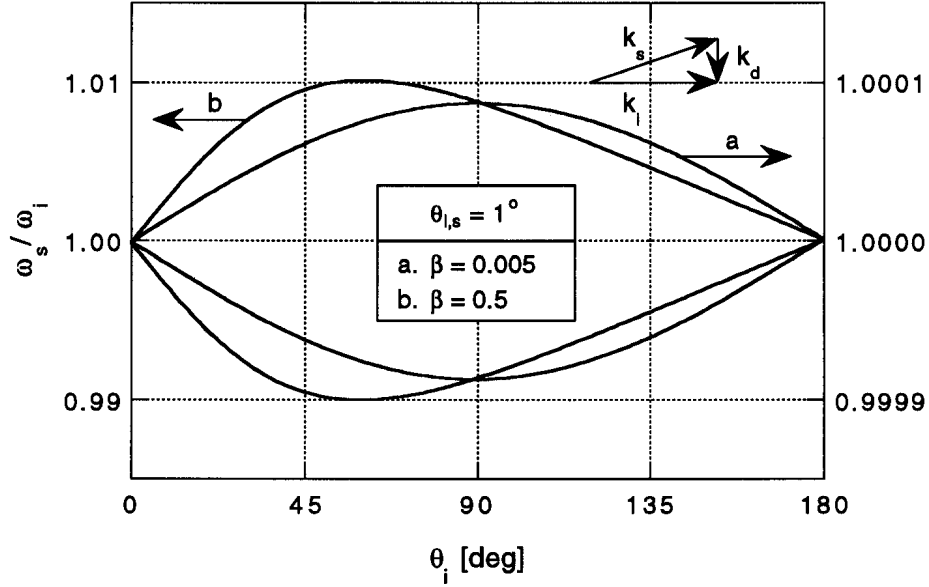


Figure 4.3: Déplacement de la fréquence  $\omega_i$  en fonction de l'angle  $\theta_i$  entre la vitesse des électrons,  $\vec{\beta}$ , et le vecteur d'onde incidente,  $\vec{k}_i$ , à  $\theta_{i,s}=1^\circ$ ; vitesses  $\beta$  classiques et faiblement relativistes.

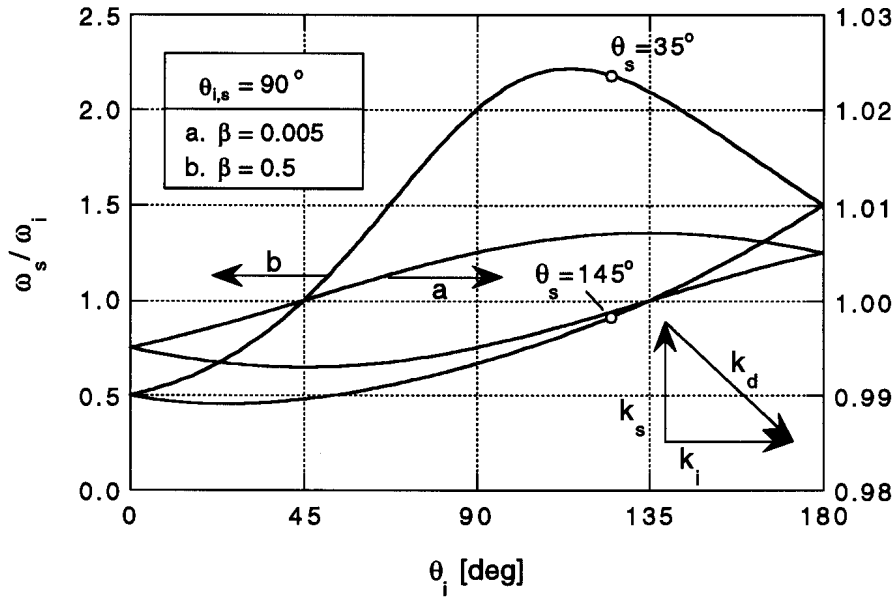


Figure 4.4: Déplacement de la fréquence  $\omega_i$  en fonction de l'angle  $\theta_i$  entre la vitesse des électrons,  $\vec{\beta}$ , et le vecteur d'onde incidente,  $\vec{k}_i$ , à  $\theta_{i,s}=90^\circ$ ; vitesses  $\beta$  classiques et faiblement relativistes; les angles  $\theta_s$  de  $35^\circ$  et  $145^\circ$  correspondent à  $\Phi=55^\circ$ .



L'axe de propagation du faisceau correspond à l'axe  $z$  de symétrie du gyrotron. Dans la région d'interaction du gyrotron, le champ magnétique et, donc, la vitesse parallèle, sont parallèles à  $z$ . Par conséquent, la vitesse perpendiculaire se trouve dans le plan  $x$ - $y$  (Fig. 4.2 C). Le paramètre  $\alpha$  du faisceau d'électrons, qui est donné par le rapport de la vitesse perpendiculaire  $\vec{\beta}_\perp$  à la vitesse parallèle  $\vec{\beta}_\parallel$ , définit ensuite l'angle d'inclinaison  $\Phi$  (pitch angle) par :

$$\Phi = \arctan \alpha = \arctan \left( \frac{\beta_\perp}{\beta_\parallel} \right). \quad (4.10)$$

### 4.1.2 Géométrie de diffusion

Selon l'équation (4.6), la fréquence de la radiation diffusée ne dépend que de la vitesse  $\vec{\beta}$  des électrons quand la géométrie de diffusion est choisie. Pour illustrer cette dépendance, on suppose par la suite que le vecteur  $\vec{\beta}$  reste dans le plan de diffusion, qui est donné par les deux vecteurs  $\vec{k}_i$  et  $\vec{k}_s$ , et que la valeur absolue de la vitesse,  $\beta$ , est constante. Le rapport  $\omega_s/\omega_i$  (Eq. 4.6) est présenté en fonction de l'angle  $\theta_i$  entre les deux vecteurs  $\vec{\beta}$  et  $\vec{k}_i$  (Fig. 4.2 B) pour trois angles de diffusion  $\theta_{i,s}$  différents et pour deux valeurs de  $\beta$  aux figures 4.3, 4.4 et 4.5. Les courbes représentées sur les figures sont « fermées » parce que deux angles différents  $\theta_s^{1,2}$  existent pour un angle  $\theta_i$  donné qui est limité entre 0 et  $\pi$  (Fig. 4.2 B) ; la rétrodiffusion fait, à cause de la symétrie, exception.

#### Cas non-relativiste

Dans le cas non-relativiste ( $\beta \ll 1$ ) de la diffusion Thomson, le vecteur différentiel de diffusion détermine la composante de la vitesse dont la distribution est mesurée (Eq. 3.2.6. de [90]). Cet effet est bien visible pour la vitesse  $\beta=0.005$  aux trois différentes géométries ( $\theta_{i,s}=1^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ ) représentées sur les figures 4.3 (a), 4.4 (a) et 4.5 (a). On note que le déplacement maximal de la fréquence est très faible ( $\simeq 1\%$  pour la rétrodiffusion), qu'il est symétrique par rapport à la fréquence incidente  $\omega_i$  et que le déplacement est maximal pour  $\vec{\beta}$  parallèle et antiparallèle au vecteur  $\vec{k}_d$ . Or, la largeur du spectre est déterminée par la fonction de distribution de vitesse dans la direction du vecteur  $\vec{k}_d$ .

En général, le déplacement relatif de la fréquence  $\delta\omega$  est, pour  $\beta \ll 1$ , donné par (Eq. 3.2.7. de [90]) :

$$\delta\omega = \frac{\Delta\omega}{\omega_i} = \frac{\omega_s - \omega_i}{\omega_i} = -2\beta_p \sin \frac{\theta_{i,s}}{2}, \quad (4.11)$$

où  $\beta_p$  est la projection de  $\vec{\beta}$  sur  $\vec{k}_d$  :

$$\beta_p = \vec{\beta} \cdot \frac{\vec{k}_d}{k_d}. \quad (4.12)$$

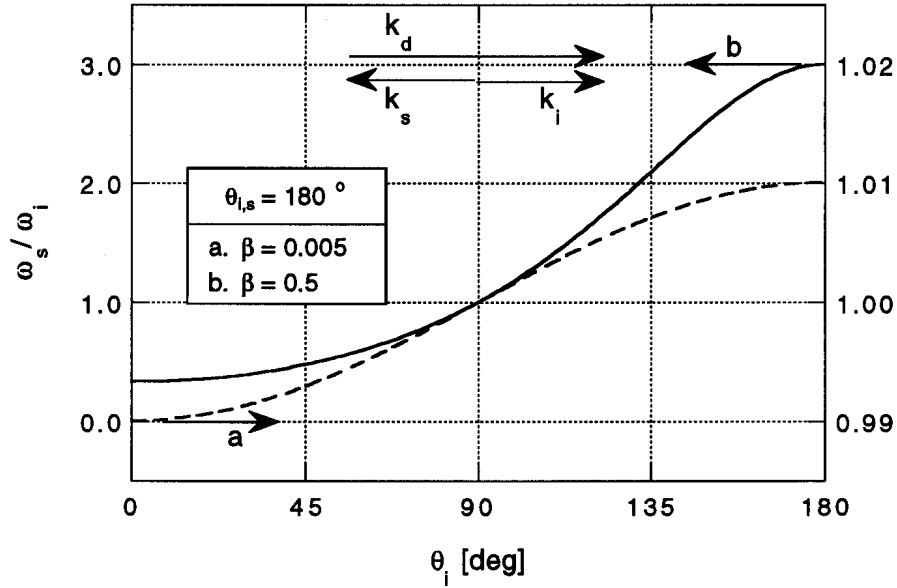


Figure 4.5 : Déplacement de la fréquence  $\omega_i$  en fonction de l'angle  $\theta_i$  entre la vitesse des électrons,  $\vec{\beta}$ , et le vecteur d'onde incidente,  $\vec{k}_i$ , à  $\theta_{i,s}=180^\circ$  (rétrodiffusion) ; vitesses  $\beta$  classiques et faiblement relativistes.

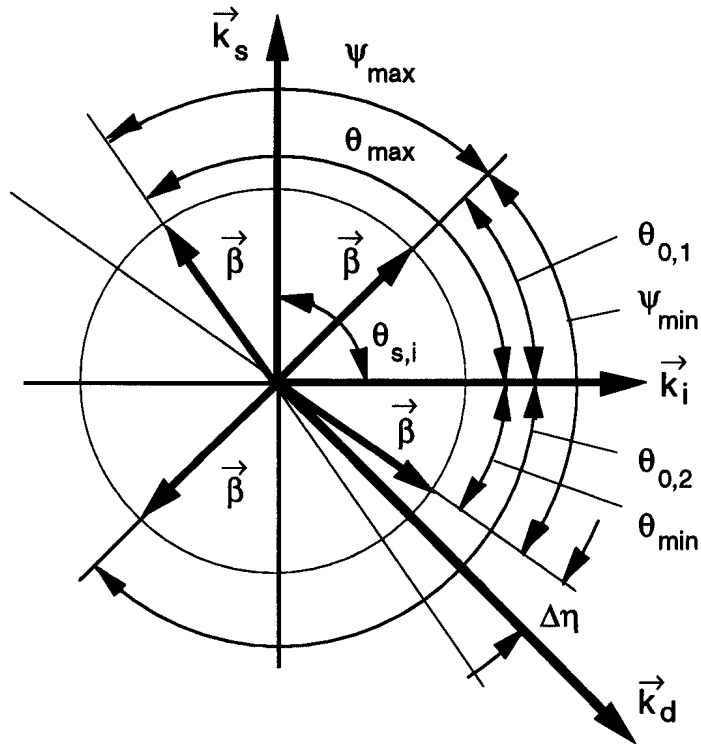


Figure 4.6 : Schéma des angles utilisés.

Le déplacement relatif et, par conséquent, la largeur du spectre sont alors maximaux pour  $\theta_{i,s}=180^\circ$ . Pour la diffusion vers l'avant (forward scattering) à  $\theta_{i,s}=0^\circ$ , par contre, aucun déplacement n'apparaît.

### Cas faiblement relativiste

Dans le cas faiblement relativiste ( $\beta=0.5$ ), le comportement change (Fig. 4.3 (b), 4.4 (b), 4.5 (b)). Le déplacement maximal de la fréquence  $\omega_i$  est maintenant beaucoup plus large ( $\simeq 200\%$  pour la rétrodiffusion) et il n'est plus symétrique par rapport à la fréquence incidente. Par conséquent, la direction du vecteur différentiel de diffusion  $\vec{k}_d$  n'est plus constante et les directions de  $\vec{\beta}$  qui produisent les déplacements maximal et minimal de la fréquence  $\omega_i$  ne sont plus antiparallèles l'une par rapport à l'autre; la rétrodiffusion (backward scattering,  $\theta_{i,s}=180^\circ$ ) fait exception. Or, le spectre n'est plus déterminé par une seule composante de la vitesse et l'équation (4.11) n'est plus valable.

### Variation de la direction du vecteur de diffusion

Les deux directions de la vitesse  $\vec{\beta}$ , qui ne produisent aucun déplacement de la fréquence incidente  $\omega_i$ , sont indépendantes de la norme de  $\vec{\beta}$  et données par les deux angles  $\theta_{o,1}=\theta_{i,s}/2$  et  $\theta_{o,2}=\pi-\theta_{i,s}/2$  pour lesquels  $\theta_s=\theta_i$  et, ainsi:  $\omega_s=\omega_i$  (Eq. 4.6, Fig. 4.6).

Les deux directions de la vitesse  $\vec{\beta}$ , c'est-à-dire les deux angles  $\theta_{max}$  et  $\theta_{min}$ , pour lesquelles les déplacements maximal et minimal de la fréquence incidente  $\omega_i$  sont observés, sont déterminées par la condition (Eq. 4.6):

$$\frac{d}{d\theta_i} \left( \frac{\omega_s}{\omega_i} \right) = 0. \quad (4.13)$$

En introduisant les angles  $\psi_{max}$  et  $\psi_{min}$  (Fig. 4.6):

$$\begin{aligned} \psi_{max} &= \theta_{max} - \theta_{i,s}/2, \\ \psi_{min} &= \theta_{min} + \theta_{i,s}/2, \end{aligned} \quad (4.14)$$

on obtient la relation:

$$\cos \psi = \beta \cos \frac{\theta_{i,s}}{2} \quad (\psi = \psi_{max} = \psi_{min} \leq \pi/2). \quad (4.15)$$

Enfin, on introduit l'angle  $\Psi$ :

$$\Psi = \psi_{max} + \psi_{min} = 2\psi, \quad (4.16)$$

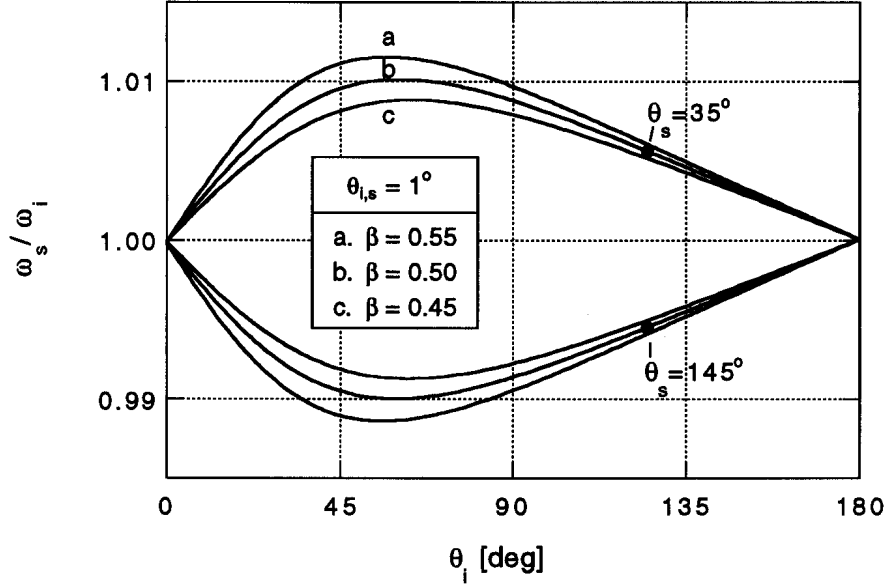


Figure 4.7: Déplacement de la fréquence  $\omega_i$  en fonction de l'angle  $\theta_i$  entre la vitesse des électrons,  $\vec{\beta}$ , et le vecteur d'onde incidente,  $\vec{k}_i$ , à  $\theta_{i,s} = 1^\circ$ ; vitesses  $\beta$  faiblement relativistes; les angles  $\theta_s$  de  $35^\circ$  et  $145^\circ$  correspondent à  $\Phi = 55^\circ$ .

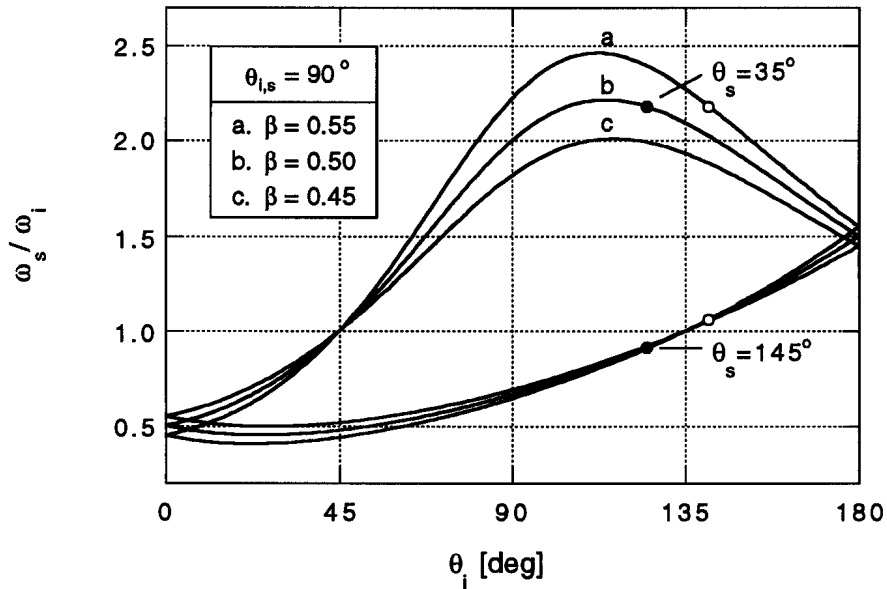


Figure 4.8: Déplacement de la fréquence  $\omega_i$  en fonction de l'angle  $\theta_i$  entre la vitesse des électrons,  $\vec{\beta}$ , et le vecteur d'onde incidente,  $\vec{k}_i$ , à  $\theta_{i,s} = 90^\circ$ ; vitesses  $\beta$  faiblement relativistes; les points correspondent à  $\Phi = 55^\circ$ , les cercles à  $\Phi = 40^\circ$  ( $\theta_s = 50^\circ, 160^\circ$ ).

et l'angle  $\Delta\eta$ , qui définit la variation de la direction du vecteur de diffusion  $\vec{k}_d$ :

$$\Delta\eta = \pm \frac{1}{2} (\pi - \Psi) . \quad (4.17)$$

### Discussion des différentes géométries

Pour le cas non-relativiste ( $\beta \ll 1$ ) ainsi qu'en général pour le cas de la rétrodiffusion ( $\theta_{i,s} = 180^\circ$ ), l'angle  $\psi$  est de  $90^\circ$ , c'est-à-dire que l'angle  $\Psi$  est de  $180^\circ$  et que l'angle  $\Delta\eta$  est de  $0^\circ$  (Fig. 4.3 (a), 4.4 (a), 4.5). Comme la direction du vecteur différentiel reste alors toujours constante pour une géométrie de rétrodiffusion, la projection  $\beta_{\parallel}$  et, ainsi, la fonction de distribution de vitesse  $f(\beta_{\parallel})$  peuvent être mesurées; l'information concernant l'angle d'inclinaison  $\Phi$  est cependant perdue. La mesure de la fonction de distribution  $f(\beta_{\perp})$  de la projection  $\beta_{\perp}$  est par contre perturbée par le fait que la projection s'étend d'une vitesse  $-\beta_{\perp}$  à une vitesse  $+\beta_{\perp}$  à cause de la rotation des électrons dans le plan  $x-y$  (Fig. 4.2 C).

Pour la diffusion proche vers l'avant (near-forward scattering) à  $\theta_{i,s} = 1^\circ$  et  $\beta = 0.5$ , l'angle  $\psi$  est de  $60^\circ$ ;  $\Psi$  est alors de  $120^\circ$  et  $\Delta\eta$  de  $\pm 30^\circ$  (Fig. 4.3 (b)). La variation de la direction du vecteur de diffusion est maximale pour cette géométrie (Eq. 4.17). Ce spectre est donc déterminé par une superposition maximale de différentes projections de  $\vec{\beta}$  et, ainsi, par une superposition maximale des fonctions de distribution. Or, pour les cas relativistes avec un angle de diffusion  $\theta_{i,s} < 180^\circ$ , la mesure d'un spectre avec une seule géométrie de diffusion n'est plus suffisante pour déterminer la fonction de distribution d'une seule projection de  $\vec{\beta}$  [93].

### Cas d'un faisceau d'électrons faiblement relativistes

Le double fait que les vecteurs  $\vec{\beta}$  des électrons se trouvent sur la surface d'un cône ( $\Phi = 55^\circ$ ) et que l'angle  $\theta_i$  où  $\theta_s$  peut donc être limité à une seule valeur par l'axe de symétrie  $z$  du gyrotron (Fig. 4.2 C) peut par contre faciliter le problème de superposition de plusieurs projections de la vitesse  $\vec{\beta}$ . En choisissant, par exemple, le vecteur d'onde incidente  $\vec{k}_i$  antiparallèle par rapport à l'axe  $z$  de propagation du faisceau, l'angle  $\theta_i$  est de  $125^\circ$  et l'angle  $\theta_s$  s'étend entre  $35^\circ$  et  $145^\circ$ . Ces deux valeurs de  $\theta_s$  sont indiquées sur les figures 4.7 et 4.8. Les autres valeurs de  $\theta_s$  correspondent à un déplacement de la fréquence entre ces deux points maximaux. Le spectre d'une telle géométrie sera présenté au chapitre suivant, mais son comportement principal peut déjà être expliqué à l'aide des figures 4.7 et 4.8. Dans le cas où  $\theta_{i,s} = 1^\circ$ , la dépendance du déplacement maximal de la fréquence  $\omega_i$  en fonction de la vitesse est la même pour  $\theta_s = 35^\circ$  et  $\theta_s = 145^\circ$ , parce que

le déplacement est à la fois très faible ( $\simeq 0.5\%$ ) et symétrique par rapport à la fréquence incidente. La dérivée en ces deux points, c'est-à-dire la dépendance en fonction de l'angle d'inclinaison  $\Phi$ , est donc identique et il est par conséquent impossible de déterminer avec un seul spectre les deux paramètres  $\beta$  et  $\Phi$ . Il en va différemment si  $\theta_{i,s} = 90^\circ$  : le déplacement vers de plus hautes fréquences dépend beaucoup plus du changement de la norme  $\beta$  que du changement d'angle d'inclinaison  $\Phi$ , donné par la dérivée en ce point. L'inverse est vrai pour le déplacement vers de plus basses fréquences. On peut alors en déduire que la dépendance des deux bords du spectre des paramètres  $\beta$  et  $\Phi$  est séparée. Il faut cependant mesurer tout le spectre pour obtenir une solution unique, parce que le même déplacement vers de plus hautes fréquences est possible pour une plus haute vitesse et un plus petit angle  $\Phi$  (Fig. 4.8). En raison de l'énorme largeur du spectre, cela n'est pas si évident et un diagnostic supplémentaire doit être envisagé pour obtenir une solution unique.

### 4.1.3 Diffusion Thomson d'un faisceau d'électrons faiblement relativistes

#### Paramètre $\alpha$

Le paramètre  $\alpha$  de la diffusion Thomson, qu'il ne faut pas confondre avec le paramètre  $\alpha$  du faisceau d'électrons (Eq. 4.10), détermine si la diffusion est dominée par les effets collectifs ( $\alpha \simeq 1$ ) ou non-collectifs ( $\alpha \ll 1$ ). Il est donné par (Eq. 3.1.1 de [90]) :

$$\alpha = \frac{1}{k_d \lambda_D} \stackrel{\beta \ll 1}{=} \frac{1}{2 k_i \lambda_D \sin \frac{\theta_{i,s}}{2}}, \quad (4.18)$$

avec :

$$k_i = \frac{2\pi}{\lambda_i}, \quad \lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}, \quad (4.19)$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide ( $8.854 \cdot 10^{-12} \text{ C}^2/\text{N}^{\frac{1}{2}}\text{m}^2$ ),  $k_B T_e$  l'énergie thermique électronique,  $e$  la charge de l'électron,  $n_e$  la densité électronique,  $\lambda_D$  la longueur de Debye<sup>a</sup>,  $\lambda_i$  la longueur d'onde incidente,  $k_i$  la norme du vecteur d'onde incidente et  $\theta_{i,s}$  l'angle de diffusion.

Pour une densité électronique typique  $n_e \simeq 10^{17} \text{ m}^{-3}$  et une énergie thermique  $k_B T_e \simeq 650 \text{ eV}$ , la longueur de Debye  $\lambda_D$  est de  $\simeq 600 \mu\text{m}$ , ce qui est beaucoup plus grand que la longueur d'onde du laser à néodyme-verre  $\lambda_i \simeq 1 \mu\text{m}$ . Le paramètre  $\alpha$  de la diffusion à  $90^\circ$

---

§ Sir (1705) Isaac Newton, 1643–1727

a. Peter Debye, 1884–1966

est alors de  $\simeq 2 \cdot 10^{-4}$  pour le cas non-relativiste. Comme le changement de la norme du vecteur de diffusion  $\vec{k}_d$  entre les cas non-relativiste et faiblement relativiste est de l'ordre de 2 à  $90^\circ$ , le paramètre  $\alpha$  reste beaucoup plus petit que 1 et les apports des électrons s'additionnent indépendamment.

### Distribution spectrale des photons diffusés I

Le nombre de photons diffusés  $N_s$  par unité d'angle solide  $d\Omega_s$  et par unité de fréquence angulaire  $d\omega$  est ensuite donné par [94, 95] :

$$\frac{d^2 N_s}{d\Omega_s d\omega} = \iiint \frac{dN_s}{d\Omega_s} f(\vec{\beta}) \delta\left(\omega - \frac{1 - \beta \cos \theta_i}{1 - \beta \cos \theta_s}\right) d^3\beta, \quad (4.20)$$

avec :

$$\omega = \frac{\omega_s}{\omega_i}, \quad (4.21)$$

$$\beta_e = \vec{\beta} \cdot \vec{e}_i, \quad (4.22)$$

$$\frac{dN_s}{d\Omega_s} = N_i n_e \Delta l \frac{d\sigma}{d\Omega_s}, \quad (4.23)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_s} = r_o^2 \frac{(1 - \beta)^2 (1 - \beta \cos \theta_i)}{(1 - \beta \cos \theta_s)^2} \left[ 1 - \beta_e^2 \frac{1 - \cos \theta_{i,s}}{(1 - \beta \cos \theta_i)(1 - \beta \cos \theta_s)} \right]^2, \quad (4.24)$$

où  $N_i$  est le nombre de photons incidents,  $n_e$  la densité électronique,  $\Delta l$  la longueur de la région d'interaction,  $\frac{d\sigma}{d\Omega_s}$  la section efficace différentielle de diffusion des photons,  $r_o$  le rayon classique de l'électron et  $\vec{e}_i$  la polarisation des photons incidents. La section efficace différentielle de diffusion des photons (Eq. 4.24) est donnée pour le cas où les polarisations des photons incidents et diffusés sont linéaires, où les deux polarisations sont parallèles et où la polarisation des photons se trouve dans un plan perpendiculaire par rapport au plan de diffusion.

### Fonction de distribution de vitesse

La fonction de distribution de vitesse des électrons,  $f(\vec{\beta})$ , est supposée être une distribution maxwellienne classique (faisceau d'électrons faiblement relativistes) :

$$f(\vec{\beta}) = C \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\beta_\perp - \bar{\beta}_\perp}{\Delta\beta_\perp} \right)^2 \right] \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\beta_\parallel - \bar{\beta}_\parallel}{\Delta\beta_\parallel} \right)^2 \right], \quad (4.25)$$

où  $\bar{\beta}_{\parallel}$ ,  $\bar{\beta}_{\perp}$  sont les vitesses parallèle et perpendiculaire moyennes et  $\Delta\beta_{\parallel}$ ,  $\Delta\beta_{\perp}$  sont leurs écarts standards respectifs. Les vitesses moyennes des deux composantes peuvent être exprimées par la vitesse moyenne  $\bar{\beta}$  et l'angle d'inclinaison  $\Phi$  :

$$\begin{aligned}\bar{\beta}_{\parallel} &= \bar{\beta} \cos \Phi, \\ \bar{\beta}_{\perp} &= \bar{\beta} \sin \Phi.\end{aligned}\tag{4.26}$$

Le facteur de normalisation  $C$ , déterminé par la condition :

$$\int f(\vec{\beta}) d^3\beta = 1,\tag{4.27}$$

est, si  $\Delta\beta_{\parallel}/\bar{\beta}_{\parallel}$ ,  $\Delta\beta_{\perp}/\bar{\beta}_{\perp} \ll 1$ , donné par :

$$C = \frac{1}{(2\pi)^2 \Delta\beta_{\parallel} \Delta\beta_{\perp} \bar{\beta} \sin \Phi}.\tag{4.28}$$

### Distribution spectrale des photons diffusés II

Pour  $\theta_{i,s} = 90^\circ$  et la géométrie de la figure 4.2 C, l'intégrale (4.20) se réduit à :

$$\begin{aligned}\frac{d^2 N_s}{d\Omega_s d\omega} &= \iiint \frac{dN_s}{d\Omega_s} f(\vec{\beta}) \delta\left(\omega - \frac{1+\beta_z}{1-\beta_x}\right) d\beta_x d\beta_y d\beta_z \\ &= \iiint \frac{dN_s}{d\Omega_s} f(\vec{\beta}) \delta(\omega - \tilde{\omega}) d\beta_x d\beta_y d\beta_z \\ &= \iiint \frac{dN_s}{d\Omega_s} f\left(\beta_x = 1 - \frac{1+\beta_z}{\tilde{\omega}}, \beta_y, \beta_z\right) \delta(\omega - \tilde{\omega}) d\beta_y d\beta_z \frac{1+\beta_z}{\tilde{\omega}^2} d\tilde{\omega} \\ &= \iint \frac{dN_s}{d\Omega_s} f\left(\beta_x = 1 - \frac{1+\beta_z}{\omega}, \beta_y, \beta_z\right) \frac{1+\beta_z}{\omega^2} d\beta_y d\beta_z,\end{aligned}\tag{4.29}$$

$$\frac{d^2 N_s}{d\Omega_s d\omega} \sim \iint \frac{1}{r_o^2} \frac{d\sigma}{d\Omega_s} f\left(\beta_x = 1 - \frac{1+\beta_z}{\omega}, \beta_y, \beta_z\right) \frac{1+\beta_z}{\omega^2} d\beta_y d\beta_z,\tag{4.30}$$

avec :

$$\tilde{\omega} = \frac{1+\beta_z}{1-\beta_x},\tag{4.31}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_s} = r_o^2 \frac{(1-\beta^2)(1+\beta_z)}{(1-\beta_x(\omega))^2} \left[1 - \frac{\beta_y}{(1+\beta_z)(1-\beta_x(\omega))}\right],\tag{4.32}$$

$$\beta_x(\omega) = 1 - \frac{1+\beta_z}{\omega}.\tag{4.33}$$



#### 4.1.4 Spectres calculés

L'intégrale (4.30) a été calculée numériquement entre  $-1$  et  $+1$  pour  $\beta_y$  et entre  $0$  et  $+1$  pour  $\beta_z$ . Les résultats sont présentés aux figures 4.9 et 4.10 pour un laser à néodyme-verre ( $\lambda = 1061$  nm) en fonction de la longueur d'onde diffusée  $\lambda_s$  en utilisant la relation :

$$\frac{d^2 N_s}{d\Omega_s d\lambda_s} = \frac{\lambda_i}{\lambda_s^2} \frac{d^2 N_s}{d\Omega_s d\omega} . \quad (4.34)$$

Les spectres s'étendent de 450 nm à 1200 nm et ont deux pics, qui se situent respectivement autour de 500 nm et de 1150 nm. La figure 4.9 montre la dépendance du spectre de la vitesse  $\beta$  du faisceau d'électrons. On constate que le déplacement des deux pics est largement différent. Tandis que la position du pic à 1150 nm ne change pratiquement pas, le pic à 500 nm se déplace de  $\simeq 60$  nm pour une variation de la vitesse de 10 %. L'inverse est valable pour la dépendance du spectre d'angle d'inclinaison  $\Phi$  (Fig. 4.10) : le pic à 500 nm reste constant et le pic à 1150 nm se déplace de  $\simeq 60$  nm. Une mesure de la position de ce pic est cependant difficile, parce qu'elle peut apparaître autour de la ligne du laser et parce que la sensibilité des détecteurs dans cette région spectrale n'est pas très élevée. Les pics autour de 500 nm sont au contraire bien séparés de la ligne du laser. Pour déplacer davantage les pics d'infrarouge vers le visible, où la sensibilité des détecteurs est meilleure, on pourrait envisager l'application d'un laser à rubis à 694 nm. Les spectres sont indiqués sur les figures 4.11 et 4.12. Les pics se trouvent maintenant autour de 350 nm et de 750 nm. Tandis que les pics à 750 nm sont mieux placés du point de vue de la sensibilité des détecteurs, et sans parler du fait qu'ils peuvent aussi apparaître autour de la ligne du laser, les pics à 350 nm sont déjà dans la région ultraviolette proche du spectre. Une combinaison des deux lasers serait alors nécessaire pour mesurer les positions des deux pics et donc les deux paramètres  $\beta$  et  $\Phi$ . Comme cette solution est évidemment trop coûteuse, on ne peut envisager la mesure que d'un seul pic, celui-ci étant situé autour de 550 nm de préférence à cause de la meilleure sensibilité des détecteurs et de la séparation de la ligne du laser. La vitesse  $\beta$  peut ainsi être mesurée et une mesure complémentaire serait nécessaire pour déterminer l'angle d'inclinaison  $\Phi$ , par exemple à l'aide d'une sonde capacitive (Chap. 5).

La dépendance du spectre en fonction de la largeur de la fonction de distribution de vitesse est présentée aux figures 4.13 et 4.14. On ne constate ni déplacement des pics ni changement de leurs largeurs en changeant  $\delta\beta_{\parallel}$  ( $=\Delta\beta_{\parallel}/\bar{\beta}_{\parallel}$ ) ou  $\delta\beta_{\perp}$  ( $=\Delta\beta_{\perp}/\bar{\beta}_{\perp}$ ). La mesure des différentes amplitudes des pics implique un étalonnage absolu du système de mesure d'une précision inférieure au changement calculé de  $\simeq 10$  %. En raison de la

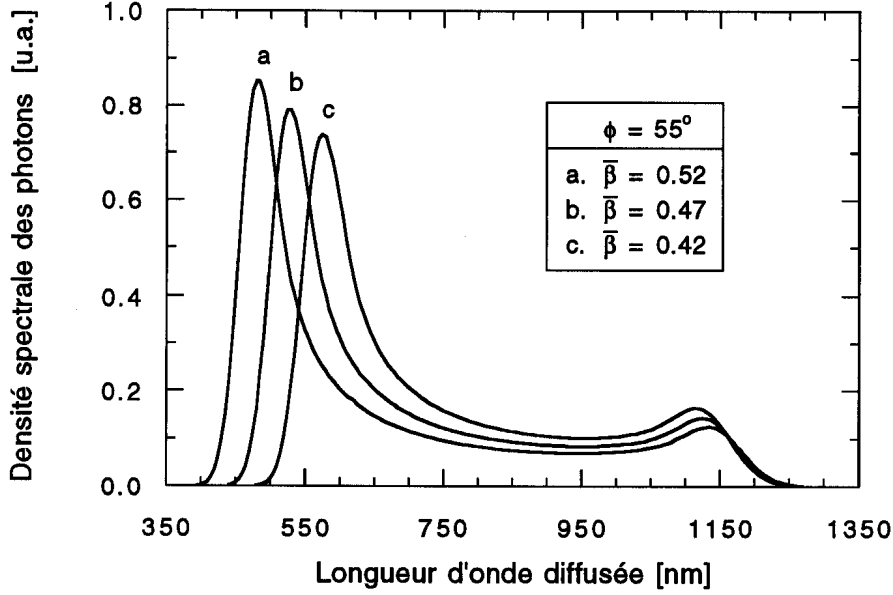


Figure 4.9: Distribution spectrale des photons diffusés pour trois vitesses moyennes des électrons  $\bar{\beta}$  et  $\Phi = 55^\circ$ ;  $\delta\beta_{\parallel} = 13\%$ ,  $\delta\beta_{\perp} = 6\%$  ( $\delta\beta = \Delta\beta/\bar{\beta}$ ); la longueur d'onde incidente  $\lambda_i$  est de 1061 nm (laser à Nd:verre).

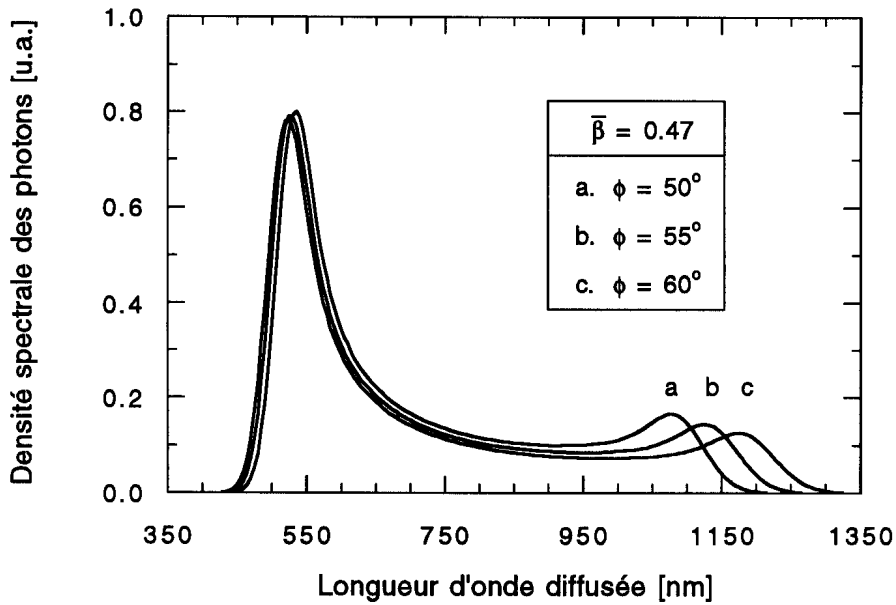


Figure 4.10: Distribution spectrale des photons diffusés pour trois angles d'inclinaison  $\Phi$  et  $\bar{\beta} = 0.47$ ;  $\delta\beta_{\parallel} = 13\%$ ,  $\delta\beta_{\perp} = 6\%$  ( $\delta\beta = \Delta\beta/\bar{\beta}$ ); la longueur d'onde incidente  $\lambda_i$  est de 1061 nm (laser à Nd:verre).

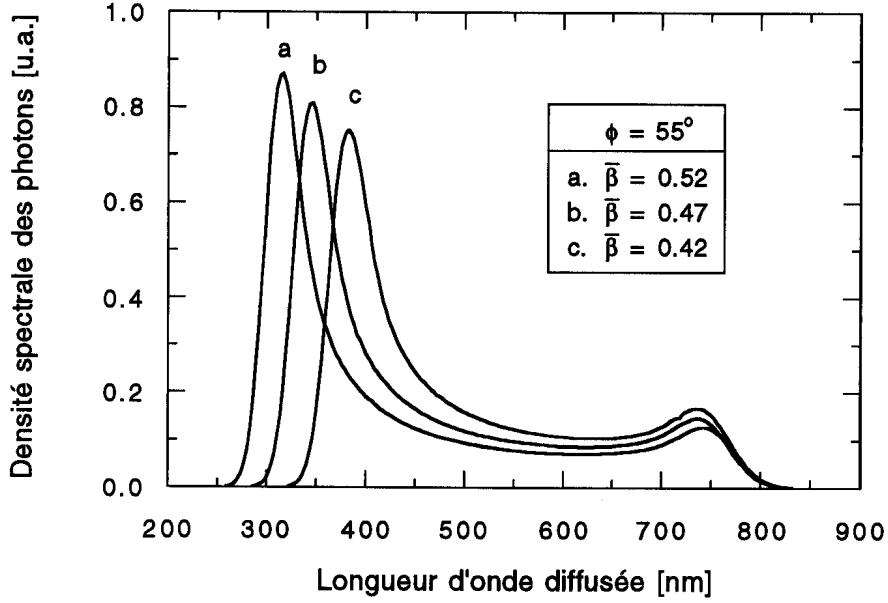


Figure 4.11 : Distribution spectrale des photons diffusés pour trois vitesses moyennes des électrons  $\bar{\beta}$  et  $\Phi = 55^\circ$ ;  $\delta\beta_{\parallel} = 13\%$ ,  $\delta\beta_{\perp} = 6\%$  ( $\delta\beta = \Delta\beta/\bar{\beta}$ ); la longueur d'onde incidente  $\lambda_i$  est de 694 nm (laser à rubis).

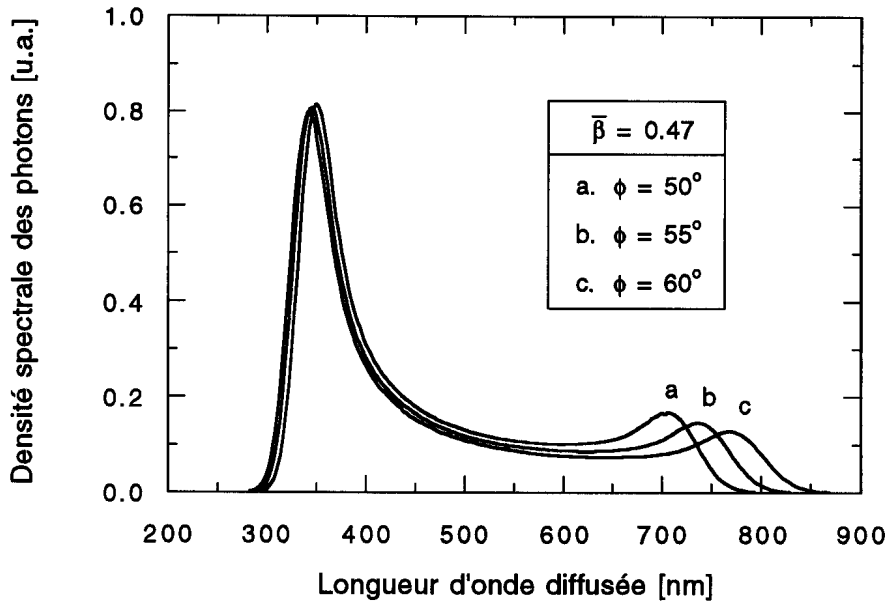


Figure 4.12 : Distribution spectrale des photons diffusés pour trois angles d'inclinaison  $\Phi$  et  $\bar{\beta} = 0.47$ ;  $\delta\beta_{\parallel} = 13\%$ ,  $\delta\beta_{\perp} = 6\%$  ( $\delta\beta = \Delta\beta/\bar{\beta}$ ); la longueur d'onde incidente  $\lambda_i$  est de 694 nm (laser à rubis).

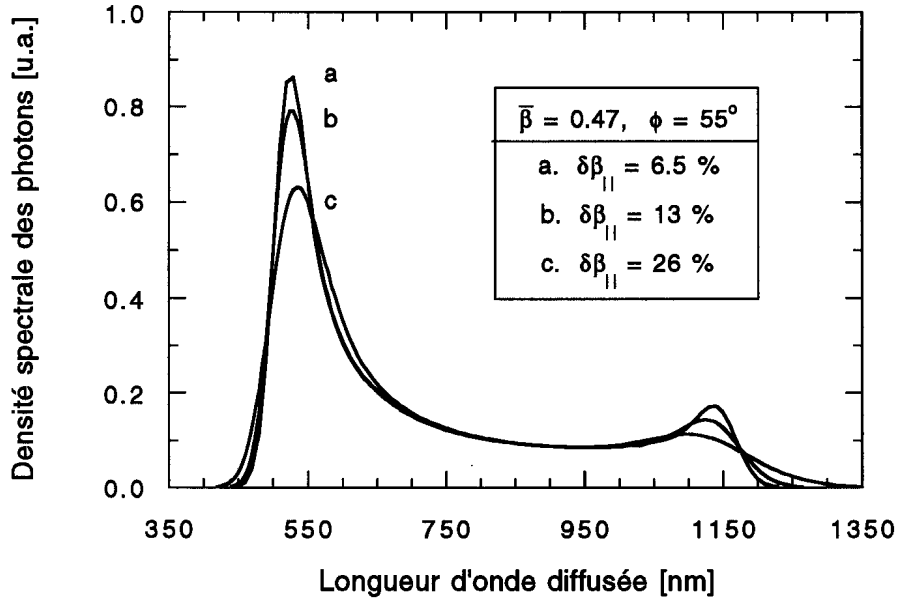


Figure 4.13: Distribution spectrale des photons diffusés pour trois largeurs  $\delta\beta_{||}$ ;  $\delta\beta_{\perp} = 6\%$ ,  $\bar{\beta} = 0.47$ ,  $\Phi = 55^\circ$ ,  $\lambda_i = 1061$  nm.

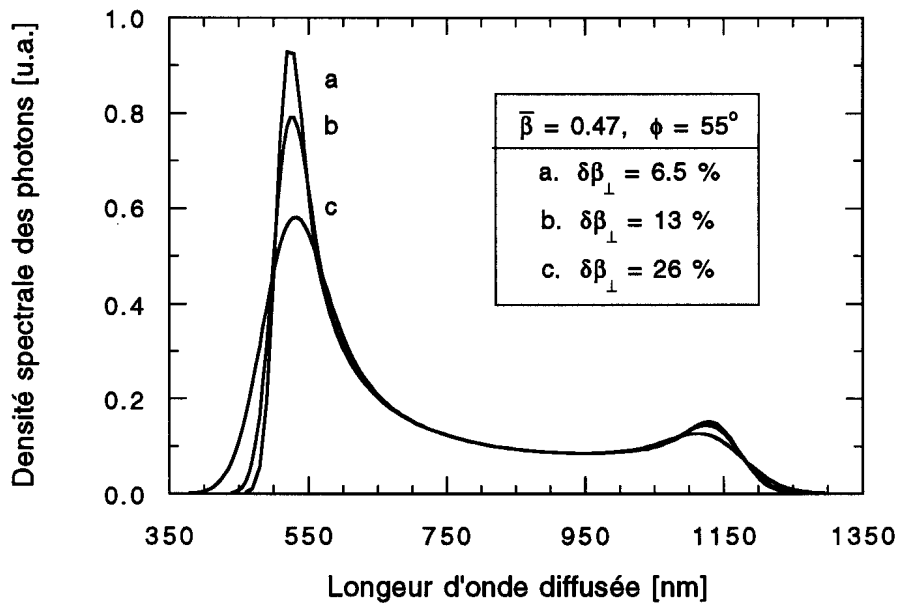


Figure 4.14: Distribution spectrale des photons diffusés pour trois largeurs  $\delta\beta_{\perp}$ ;  $\delta\beta_{||} = 13\%$ ,  $\bar{\beta} = 0.47$ ,  $\Phi = 55^\circ$ ,  $\lambda_i = 1061$  nm.

basse section efficace de la diffusion Thomson et de la faible densité électronique, une telle mesure serait toutefois très difficile.

#### 4.1.5 Estimation du nombre de photons diffusés

La géométrie de diffusion choisie pour le calcul des spectres se justifie par l'estimation du nombre de photons diffusés  $N_s$  dans l'angle solide  $d\Omega_s$  à l'aide de l'équation (4.23) avec  $\beta \simeq 0$  :

$$N_s \simeq r_o^2 N_i n_e \Delta l \Delta\Omega_s . \quad (4.35)$$

En raison de la faible valeur du rayon classique de l'électron,  $r_o = 2.818 \cdot 10^{-15}$  m, et de la faible densité électronique  $n_e \simeq 10^{17} \text{ m}^{-3}$  ( $I_b = 10$  A,  $\beta_{\parallel} = 0.3$ ), il faut optimiser la longueur d'interaction  $\Delta l$  et l'angle solide d'observation  $\Delta\Omega_s$ . C'est évidemment le cas pour la géométrie choisie (Fig. 4.15), pour laquelle  $\Delta l \simeq 5$  cm et  $\Delta\Omega_s \simeq 40$  msr. La longueur d'interaction  $\Delta l$  est avant tout limitée par l'accès au gyrotron (Fig. 4.16) et l'angle solide d'observation  $\Delta\Omega_s$  par le miroir parabolique à utiliser (Fig. 4.15). On suppose que l'angle d'observation d'un tel miroir est de  $90^\circ$  dans le plan  $x$ - $y$  et de  $4^\circ$  dans le plan  $x$ - $z$ . L'angle solide  $\Delta\Omega_s$  est donc :

$$\Delta\Omega_s \simeq 2 \int_0^{\pi/4} \int_{-0.035}^{+0.035} \sin \theta \, d\theta d\varphi \simeq 40 \text{ msr} . \quad (4.36)$$

Pour la géométrie choisie, le rapport du nombre de photons diffusés  $N_s$  au nombre de photons incidents  $N_i$  est alors de  $N_s/N_i \simeq 2 \cdot 10^{-15}$ . L'énergie d'un seul photon est de  $2 \cdot 10^{-19}$  J ( $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ), c'est-à-dire que, par ce système, environ  $N_s = 10^4$  photons sont collectés sur toute la bande spectrale de la distribution par Joule<sup>b</sup> d'énergie incidente. En estimant que 50 % de ces photons se trouvent dans la bande spectrale entre 400 nm et 700 nm (Fig. 4.9), qu'un spectromètre à 6 canaux, dont la demi-largeur est de 25 nm, est utilisé, que la transmission du système optique est de 50 % et que l'efficacité quantique de chaque photomultiplicateur est de 20 %, le nombre de photoélectrons,  $N_{pe}$ , est de 80 par canal. L'amplification du courant électrique d'un photomultiplicateur est de  $10^5 - 10^6$ . Les 80 photoélectrons correspondent donc à un courant de signal de 4–43 nA ( $\tau = 300 \mu\text{s}$ ), c'est-à-dire qu'il faut utiliser un photomultiplicateur dont le courant d'obscurité (dark current) est de l'ordre de 0.1 nA pour obtenir, au moins, un rapport signal sur bruit de l'ordre de 10. La fluctuation statistique ( $\sqrt{N_{pe}/N_{pe}}$ ) et, par conséquent, l'erreur sont ainsi de 11 %.

---

<sup>b</sup>. James Prescott Joule, 1818–1889

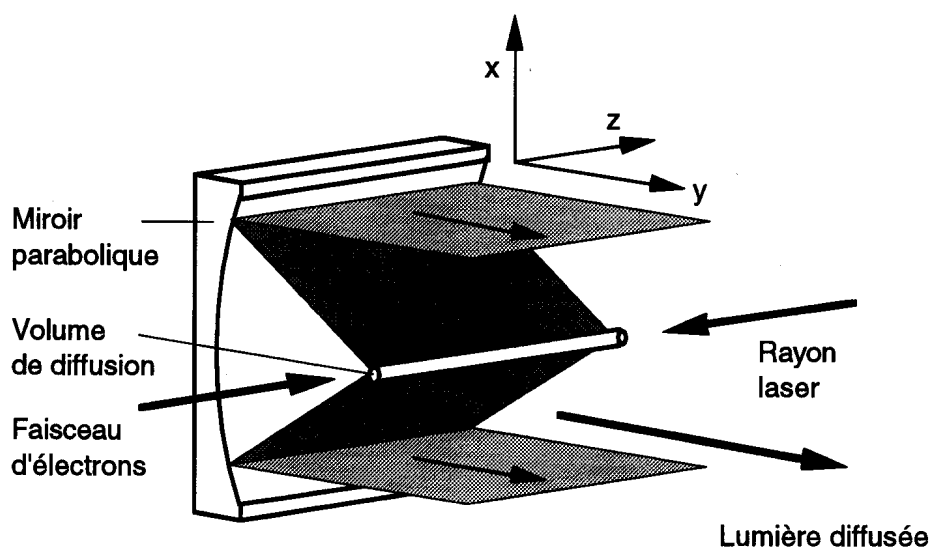


Figure 4.15: Schéma de la réception de la lumière diffusée dans la région d'interaction par un miroir parabolique.

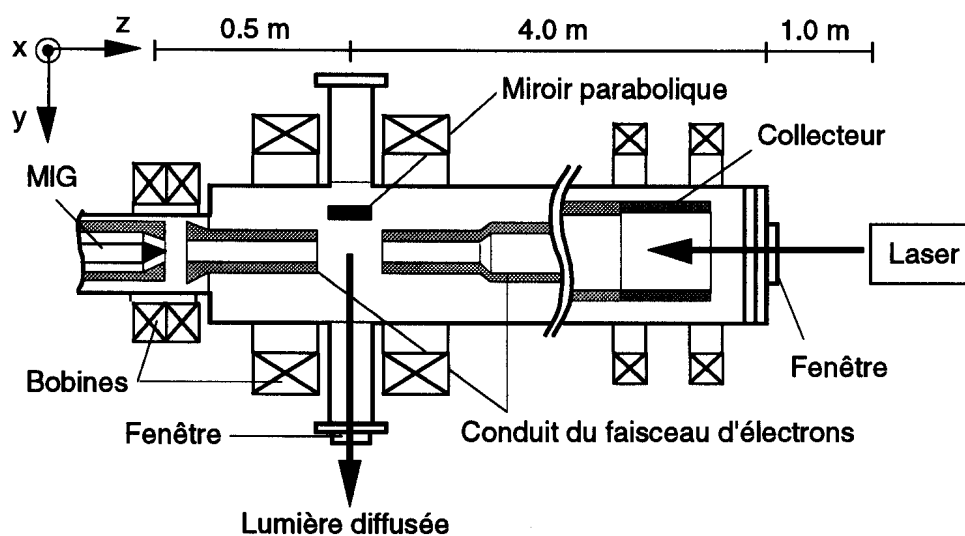


Figure 4.16: Schéma du gyrotron et du système de diffusion Thomson.

Il faut noter que toutes les géométries pour lesquelles le rayon laser n'est pas parallèle par rapport à l'axe de propagation  $z$  du faisceau d'électrons sont limitées à la petite longueur d'interaction  $\Delta l$  entre le laser et le faisceau d'électrons annulaire dont l'épaisseur est seulement de  $2\Delta r_b \simeq 0.5$  mm. Par exemple, pour un rayon laser incident au plan  $x-y$  et une direction d'observation selon l'axe  $z$ , c'est-à-dire en échangeant les vecteurs  $\vec{k}_i$  et  $\vec{k}_s$  (Fig. 4.2 C), une augmentation du nombre de photons incidents  $N_i$  dans le volume d'interaction de l'ordre de 100 est nécessaire pour que le nombre total de photons diffusés reste constant. Comme l'angle solide  $d\Omega_s$  diminue d'un facteur 10 pour cette géométrie, il faut augmenter  $N_i$  d'un facteur 1000 pour observer le même nombre de photons diffusés  $N_s$  (Eq. 4.35). L'installation d'un système de focalisation efficace dans l'enceinte à vide du gyrotron est, par contre, trop restreinte par la construction mécanique de celui-ci. De ce fait, d'autres géométries de diffusion ne sont pas applicables.

### Lumière parasite

Les plus importantes sources de la lumière parasite dans le système de détection sont les photons du rayon laser à 1061 nm et les photons émis par la cathode du canon à électrons, dont l'émission maximale est dans l'infrarouge proche ( $\lambda_{max} = 2 \mu\text{m}$ ) pour une température de  $\simeq 1100^\circ\text{C}$ . Soient ensuite  $N_r$  et  $N_c$  les nombres de photons respectivement du laser et de la cathode qui entrent, à cause des multiples réflexions dans l'enceinte à vide, dans le système de détection.

Le photomultiplicateur, dont le rapport de l'efficacité quantique à 1061 nm à l'efficacité quantique à 550 nm est de  $10^{-3}$ , et un filtre d'interférence, dont l'atténuation des photons à 1061 nm est de  $10^{-4}$ , donnent une atténuation du nombre de photons  $N_r$  de  $10^{-7}$ . Le nombre absolu de  $N_r$  dépend du nombre de photons incidents du rayon laser,  $N_i$ , qui est de  $5 \cdot 10^{18}$  1/J; le nombre de photons émis par la cathode à 1061 nm est de  $2 \cdot 10^6 / (\text{cm}^2 \cdot \text{msr} \cdot \mu\text{s})$  à  $1100^\circ\text{C}$  et donc beaucoup plus petit. Or, pour obtenir un rapport signal sur bruit minimal de 10 des photons diffusés,  $N_s \simeq 10^4$ , aux photons « parasites »  $N_r$ , il faut que le rapport des photons  $N_r$  aux photons incidents  $N_i \simeq 10 \cdot 10^{15}$  1/J soit, au moins, de  $10^{-8}$ . Un tel rapport semble raisonnable parce que le volume de diffusion est observé à  $90^\circ$  et parce que le rayon laser est finalement dispersé dans la région du canon à électrons (Fig. 4.16). Si le rapport  $N_r/N_i$  est, par contre, plus grand que  $10^{-8}$ , un deuxième filtre d'interférence doit être utilisé.

Le nombre de photons émis par la cathode est de  $3 \cdot 10^3 / (\text{cm}^2 \cdot \text{nm} \cdot \text{msr} \cdot \mu\text{s})$  à 550 nm pour  $T = 1100^\circ\text{C}$ . En supposant un angle solide de 1 msr, dû au conduit du faisceau d'électrons, et une surface de la cathode de  $1 \text{ cm}^2$ , le nombre de photons thermiques dans la région d'interaction du faisceau d'électrons est de  $5 \cdot 10^7$  dans une bande spectrale

de 50 nm ( $\tau = 300 \mu\text{s}$ ). Si on suppose ensuite que le nombre de photons  $N_c$  finalement détecté par le système optique est, à cause de la symétrie (Fig. 4.16), également d'un facteur  $10^{-8}$  plus petit, l'émission thermique de la cathode ne perturbe pas la mesure des photons diffusés. Un facteur plus grand que  $10^{-4}$ , par contre, perturberait complètement la mesure, mais un tel facteur est peu probable.

## 4.2 Dispositif expérimental

### 4.2.1 Expérience préliminaire [37]

La seule géométrie qui permette de détecter un nombre suffisant de photons  $N_s$  est la diffusion à  $90^\circ$  pour laquelle le rayon laser est antiparallèle par rapport à l'axe de propagation  $z$  du faisceau d'électrons (Fig. 4.16). Dans ce cas, il est inévitable que le rayon laser heurte le canon à électrons. Les influences du laser à néodyme-verre ( $\lambda = 1061 \text{ nm}$ ) sur le canon du gyrotron ont donc tout d'abord été étudiées sans faire fonctionner le gyrotron.

Étant donné la grande distance entre le volume de diffusion et le collecteur de  $\simeq 4 \text{ m}$ , le dernier élément du système optique de focalisation, consistant en deux lentilles d'une distance focale de  $-150 \text{ mm}$  et  $1000 \text{ mm}$ , se trouve à  $5 \text{ m}$  du volume de diffusion. De plus, la focalisation du rayon laser est limitée par le diamètre de la fenêtre d'entrée de  $100 \text{ mm}$  et par le diamètre interne minimal du conduit du faisceau d'électrons de  $10 \text{ mm}$ . Avec une section efficace du faisceau d'électrons annulaire de  $\simeq 0.2 \text{ mm}^2$ , il faut finalement  $\simeq 5 \text{ J}$  d'énergie pour focaliser  $1 \text{ J}$  dans le volume de diffusion. Une tension électrique de  $-30 \text{ kV}$  (DC) a été appliquée entre la cathode et l'anode de contrôle (Fig. 4.17) pour simuler la tension de modulation, qu'on applique pendant le fonctionnement du gyrotron. Le champ magnétique, par contre, n'était pas enclenché. En tirant des impulsions laser de  $\simeq 300 \mu\text{s}$  d'une énergie de  $5 \text{ J}$  sur le canon dont la cathode était chauffée à  $\simeq 1100^\circ\text{C}$ , des décharges électriques ont été mises en évidence, d'une part par une chute de la haute tension d'alimentation de puissance à bas courant et, d'autre part, par le courant relié à la décharge et mesuré par une bobine de Rogowsky<sup>c</sup>. Simultanément, une augmentation de la pression dans l'enceinte à vide a été observée.

La partie frontale du canon, frappée par le rayon laser, est fabriquée en molybdène. La densité moyenne d'énergie incidente de  $\simeq 5 \text{ J/cm}^2$  ( $1061 \text{ nm}$ ,  $300 \mu\text{s}$ ) est bien plus petite que les valeurs du seuil de fusion (melting threshold) données par Bennett [96] de  $31 - 44 \text{ J/cm}^2$  ( $2.7 \mu\text{m}$ ,  $100 \text{ ns}$ ) pour différentes surfaces de molybdène. Mais, dans la

---

c. Walter Rogowsky, 1881 – 1947



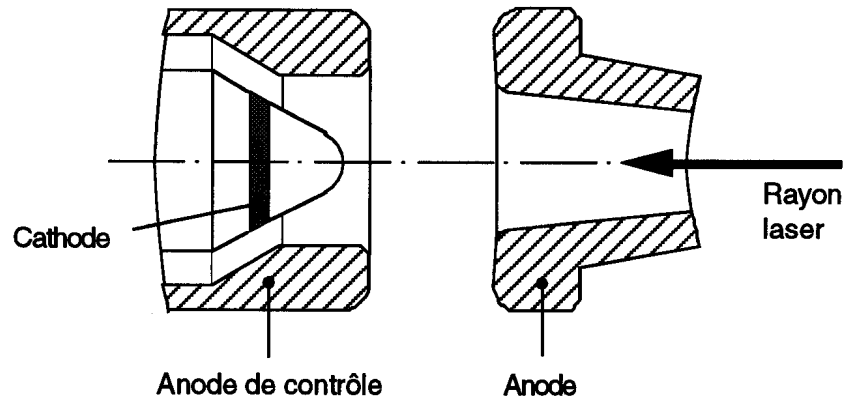


Figure 4.17: Schéma du canon à électrons (MIG).

pratique, une comparaison directe n'est pas possible à cause du fort champ électrique supplémentaire de  $50 \text{ kV/cm}$  et du manque d'information sur la rugosité et la pureté du molybdène du canon à électrons. De plus, l'utilisation du laser en régime de spike (spiking mode), ce qui augmente la puissance maximale d'impulsion, et une partie du rayon laser, qui heurte la cathode, soit directement, soit après plusieurs réflexions dans la région du canon, peuvent être responsables des décharges observées. Une étude plus quantitative des phénomènes d'interaction n'était pas possible du fait d'un accès à la région du canon trop limité. Finalement, les décharges ont été supprimées à une énergie du rayon laser inférieure de  $2-3 \text{ J}$ , ce qui correspond à  $0.4-0.5 \text{ J}$  au volume de diffusion et donc à environ  $30-50$  photoélectrons.

#### 4.2.2 Conclusion

L'estimation de  $30-50$  photoélectrons pour l'expérience planifiée montre de nouveau le désavantage de la faible section efficace de la diffusion Thomson en combinaison avec une faible densité électronique. Néanmoins, et malgré le fait que la réussite de l'expérience n'était certes pas exclue pendant cette phase de préparation, la décision de l'abandonner a été prise à cette stade-là pour plusieurs raisons :

Tout d'abord, comme l'estimation du nombre de photoélectrons est toujours très vague à cause des paramètres mal connus, la réussite de l'expérience restait difficile à évaluer. Le but de ce travail était cependant de mesurer la fonction de distribution de vitesse du faisceau d'électrons, c'est-à-dire une application de la diffusion Thomson,

puisque une preuve du principe de ce diagnostic existe déjà depuis les années soixante [63]. Ensuite, le temps de développement et les coûts du système optique, y inclus la fabrication du miroir parabolique, ne pouvaient pratiquement pas être justifiés sans la garantie des résultats concernant une mesure de la fonction de distribution de vitesse. Enfin, des effets supplémentaires peuvent dégrader la situation. Par exemple, le champ magnétique entraîne les électrons en un mouvement hélicoïdal, ce qui augmente leur probabilité d'ionisation et facilite ainsi des décharges pendant le tir du gyrotron. Cet effet a également fortement limité le fonctionnement du gyrotron (Paragr. 2.2.1) et a été mis en évidence pendant la mesure du diagramme de Fowler<sup>d</sup> - Nordheim<sup>e</sup> du canon à électrons sans ou avec champ magnétique. Par conséquent, on aurait pu être forcé de diminuer encore plus l'énergie incidente du laser, ce qui aurait rendu l'application de plus en plus difficile.

Cependant, le calcul a montré qu'une mesure de la norme de la vitesse,  $\beta$ , des électrons est possible ainsi que, sous restriction, celle de l'angle d'inclinaison,  $\Phi$ . En corrélation avec une sonde capacitive et une mesure de l'émission cyclotron électronique, qui déterminent la vitesse parallèle moyenne et sa distribution, tous les paramètres du faisceau pourraient être déterminés. Malheureusement, les restrictions concernant une application de la diffusion Thomson sont trop nombreuses pour le gyrotron quasi-optique à 100 GHz et l'approche a donc été abandonnée.

---

d. Sir (1942) Ralph Howard Fowler, 1889 – 1942

e. Lothar Wolfgang Nordheim, 1899 –

## Chapitre 5

# Diagnostic par sonde capacitive

Pour effectuer des mesures comparatives par rapport aux mesures de l'émission cyclotron électronique, des sondes capacitatives ont été installées dans le conduit du faisceau d'électrons. Dans ce chapitre sont présentées une introduction de la théorie de cette méthode ainsi qu'une description du dispositif expérimental.

### 5.1 Aspects théoriques [78]

#### Sonde complète

Le schéma d'une sonde capacitive, qui est en fait un petit condensateur cylindrique, est présenté sur la figure 5.1. En général, le champ électrique  $\vec{E}$  sur une surface fermée est donné par la loi de Gauss<sup>a</sup> :

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q}{\epsilon_o \epsilon_r} ; \quad (5.1)$$

$\epsilon_o$  est la permittivité du vide,  $\epsilon_r$  la permittivité relative et  $Q$  la charge à l'intérieur de la surface fermée. En supposant une symétrie axiale et une seule composante radiale  $E_r$  du champ électrique  $\vec{E}$ , celle-ci est donnée par :

$$E_{r,1}(r) = \frac{Q}{2\pi\epsilon_o l} \frac{1}{r} \quad (r_b \leq r \leq r_i) , \quad (5.2)$$

$$E_{r,2}(r) = \frac{Q}{2\pi\epsilon_o \epsilon_r l} \frac{1}{r} \quad (r_e \leq r \leq R_i) , \quad (5.3)$$

---

<sup>a</sup>. Carl Friedrich Gauß, 1777–1855

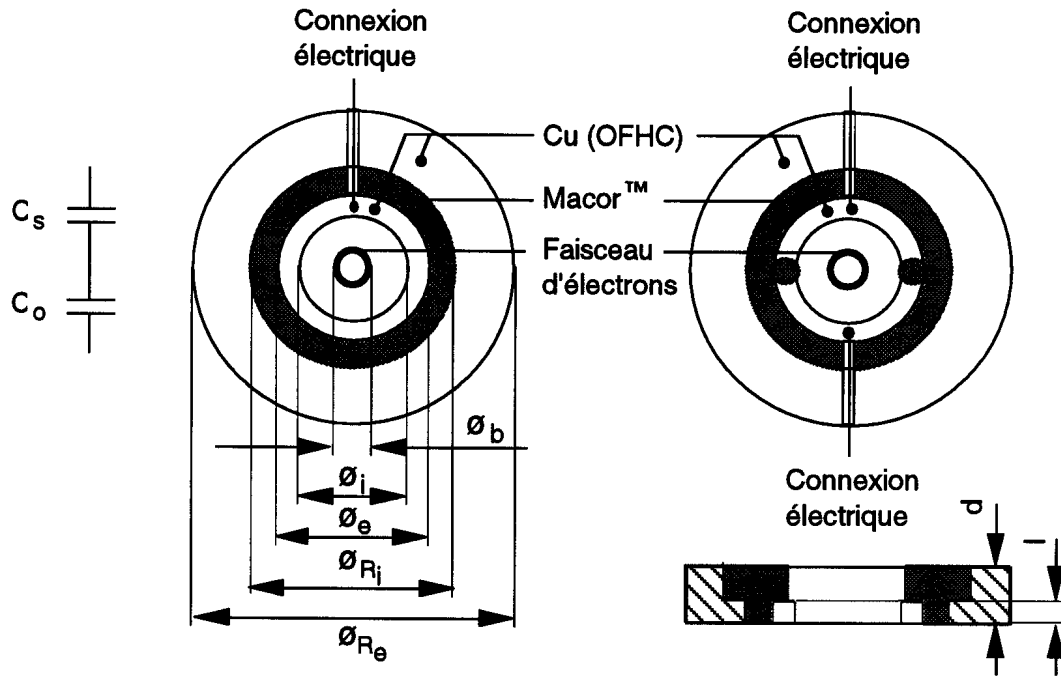


Figure 5.1 : Schéma de la sonde complète (à gauche) et de la demi-sonde (à droite).

Paramètre	Valeur [mm]
$\phi_i = 2 r_i$	10.0
$\phi_e = 2 r_e$	13.0
$\phi_{R_i} = 2 R_i$	18.0
$\phi_{R_e} = 2 R_e$	30.0
$\phi_b = 2 \bar{r}_b$	$\simeq 4.6$
$l$	2.0
$d$	5.0
$\epsilon_{r, \text{Macor}}$	5.9 à 10 kHz
$C_o$	$\simeq 0.2 \text{ pF}$
$C_s$	$\simeq 2.0 \text{ pF}$

Tableau 5.1 : Paramètres des sondes capacitives.

où  $r_b$  est le rayon du faisceau d'électrons,  $r_i$ ,  $r_e$  sont les rayons interne et externe de l'anneau de la sonde,  $R_i$  est le rayon interne du conduit du faisceau d'électrons à l'emplacement de la sonde et  $l$  est l'épaisseur de l'anneau interne de la sonde (Fig. 5.1). Le potentiel  $U$  entre le faisceau d'électrons et le conduit du faisceau s'exprime alors :

$$U = \int_{r_b}^{r_i} E_{r,1}(r) dr + \int_{r_e}^{R_i} E_{r,2}(r) dr \quad (5.4)$$

$$= \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{Q}{l} \ln\left(\frac{r_i}{r_b}\right) + \frac{1}{2\pi\epsilon_0\epsilon_r} \frac{Q}{l} \ln\left(\frac{R_i}{r_e}\right) \quad (5.5)$$

$$= \frac{Q}{l} \left( \frac{1}{\tilde{C}_o} + \frac{1}{\tilde{C}_s} \right) \quad (5.6)$$

$$= U_o + U_s, \quad (5.7)$$

où  $\tilde{C}_o$ ,  $\tilde{C}_s$  sont respectivement les capacités par unité de longueur de l'espace entre le faisceau d'électrons et l'anneau intérieur de la sonde et de la sonde capacitive :

$$\tilde{C}_o = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\left(\frac{r_i}{r_b}\right)}, \quad \tilde{C}_s = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r}{\ln\left(\frac{R_i}{r_e}\right)}. \quad (5.8)$$

Les deux capacités  $\tilde{C}_o$  et  $\tilde{C}_s$  sont en série. La tension mesurée  $U_s (= 1/\tilde{C}_s \cdot Q/l)$  entre l'anneau de la sonde et le conduit du faisceau d'électrons (au potentiel zéro) est alors proportionnelle à la charge linéique  $Q/l$  du faisceau d'électrons.

En supposant une fonction de distribution de vitesse des électrons  $f(\vec{v})$ , normalisée par :

$$\int f(\vec{v}) d^3v = 1, \quad (5.9)$$

la densité de courant électronique  $\vec{j}_e$  peut s'écrire :

$$\vec{j}_e = \varrho_e \int \vec{v} f(\vec{v}) d^3v = \varrho_e \vec{v}; \quad (5.10)$$

$\varrho_e$  est la densité de charge d'espace. Le courant  $I_b$  du faisceau d'électrons est ensuite donné par l'intégrale de l'équation (5.10) sur la surface interne du conduit du faisceau :

$$I_b = \int \vec{j}_e \cdot d\vec{A} = \int_0^{2\pi} \int_0^{r_i} j_{e,\parallel} r dr d\varphi = \frac{Q}{l} \bar{\beta}_{\parallel} c, \quad (5.11)$$

et on obtient ainsi :

$$\bar{\beta}_{\parallel} = \frac{\bar{v}_{\parallel}}{c} = \frac{I_b}{\frac{Q}{l} c} = \tilde{C}_s \cdot \frac{I_b}{U_s} \sim \frac{I_b}{U_m}. \quad (5.12)$$

La vitesse parallèle moyenne des électrons est donnée par le rapport du courant du faisceau d'électrons,  $I_b$ , qui traverse la sonde à la tension mesurée par celle-ci,  $U_s$ . Des mesures relatives de la vitesse parallèle moyenne peuvent alors être faites directement. La linéarité de la tension mesurée en fonction du courant pour une vitesse parallèle constante du faisceau permet de vérifier facilement l'équation (5.12) (Paragr. 7.3.1).

Pour effectuer des mesures absolues de la vitesse parallèle, il faut étalonner la sonde et son système de mesure afin de tenir compte des capacités parasites de la sonde,  $C_p$ , ainsi que de la capacité du circuit de mesure,  $C_c$ . Ces capacités sont en parallèle par rapport à la capacité de la sonde  $C_s$  (Fig. 5.4 B). Or, la tension mesurée  $U_m$  diminue par rapport à la tension  $U_s$ , parce que la charge induite  $Q$ , qui reste constante, se répartit finalement sur une plus grande capacité. Comme la capacité du circuit, qui est principalement due au câble coaxial utilisé, est de 1.0 nF,\* la capacité de la sonde de  $\simeq 2$  pF est complètement négligeable.

Le principe d'étalonnage in situ est le suivant : à partir de l'équation (5.12) un facteur d'étalonnage  $\chi$  est introduit:

$$\bar{\beta}_{\parallel} = \frac{I_b}{\frac{Q}{l} c} = \chi \cdot \frac{I_b}{U_m}, \quad (5.13)$$

c'est-à-dire:

$$\chi = \frac{U_m}{\frac{Q}{l} c}. \quad (5.14)$$

Ensuite, en simulant la géométrie du faisceau d'électrons par une tige métallique, la tension  $U_m$  est mesurée en fonction du potentiel  $U$  appliqué entre la tige et le conduit du faisceau d'électrons (Fig. 5.4). L'équation (5.5) est utilisée pour calculer, à partir du potentiel  $U$ , la charge linéique  $Q/l$  de la tige ainsi que la tension de la sonde  $U_s$ . Le rapport de la tension  $U_m$  à la charge linéique  $Q/l$  donne finalement le facteur d'étalonnage  $\chi$ . L'étalonnage des sondes utilisées sera décrit en détail au paragraphe 5.2.2.

Un étalonnage alternatif peut être effectué à partir d'une mesure de  $U_m = f(I_b)$  (Eq. 5.13) en variant le courant du faisceau d'électrons à une vitesse parallèle constante et en utilisant la valeur de  $\bar{\beta}_{\parallel}$  calculée par le code DAPHNE (Paragr. 7.3.1).

---

\*. Michael Faraday, 1791 – 1867

## 5.2 Dispositif expérimental

### 5.2.1 Description du dispositif

Deux sortes de sondes capacitives ont été utilisées pendant l'expérience : deux sondes complètes pour mesurer la vitesse parallèle moyenne à deux endroits différents et deux fois deux paires de demi-sondes décalées de  $90^\circ$  l'une par rapport à l'autre pour vérifier la symétrie de la distribution de charge du faisceau d'électrons. Etant donné la petite taille des sondes, une sonde partagée en quatre aurait requis des pièces trop fines pour une installation dans le conduit du faisceau d'électrons.

Un schéma des sondes est représenté à la figure 5.1. Les pièces conductrices de celles-ci et du conduit du faisceau d'électrons sont faites en cuivre OFHC (Oxygen Free High Conductivity). Leurs dimensions sont données au tableau 5.1. Le diélectrique utilisé est le Macor<sup>TM</sup> [97, 98], céramique de verre d'une permittivité relative  $\epsilon_r$  de 5.9 à 10 kHz (25 °C) [99]. Cette céramique a été choisie à cause de sa permittivité relativement haute et de sa facilité d'usinage. De plus, elle peut être utilisée dans le vide.

Toutes les sondes capacitives ont été installées dans le conduit du faisceau d'électrons qui se trouve avant la région d'interaction du gyrotron. Un schéma de leurs emplacements est donné à la figure 5.2. Le conduit du faisceau d'électrons est formé par un empilement d'anneaux de cuivre, de MgOSiC et de Macor<sup>TM</sup>. Tandis que les anneaux en cuivre qui se trouvent au potentiel zéro limitent la dépression de potentiel du faisceau d'électrons, les anneaux en MgOSiC et en Macor<sup>TM</sup> servent à amortir les instabilités parasites. Celles-ci peuvent être excitées par le fait que le conduit du faisceau d'électrons représente un guide d'onde surmodé pour les oscillations du gyrotron qui est dû à son diamètre interne de 10 mm [38, 100]. Les influences de la structure du conduit du faisceau d'électrons sur les instabilités parasites et, par conséquent, sur le fonctionnement du gyrotron sont en cours d'étude par Pedrozzi [34].

La première sonde complète, sonde (1), se trouve juste avant la région d'interaction (Fig. 5.2) et la deuxième sonde complète, sonde (2), est située à 10 cm de la première. Par rapport au champ magnétique externe du gyrotron, les deux sondes se trouvent avant et après la première bosse du champ (Fig. 5.3). Les deux paires de demi-sondes sont placées respectivement à 15 mm et à 20 mm avant la sonde (1) (Fig. 5.2). Chaque sonde est connectée par un câble coaxial à l'entrée d'un amplificateur opérationnel (National Semiconductor : LF 356) qui sert à adapter l'impédance (Fig. 5.4 C). La résistance de  $0.5 \text{ G}\Omega$  (Metallux AG) à l'entrée assure que le produit  $RC$  du circuit est beaucoup plus grand que la durée d'impulsion qui est de l'ordre de 10 ms. Avec une capacité du

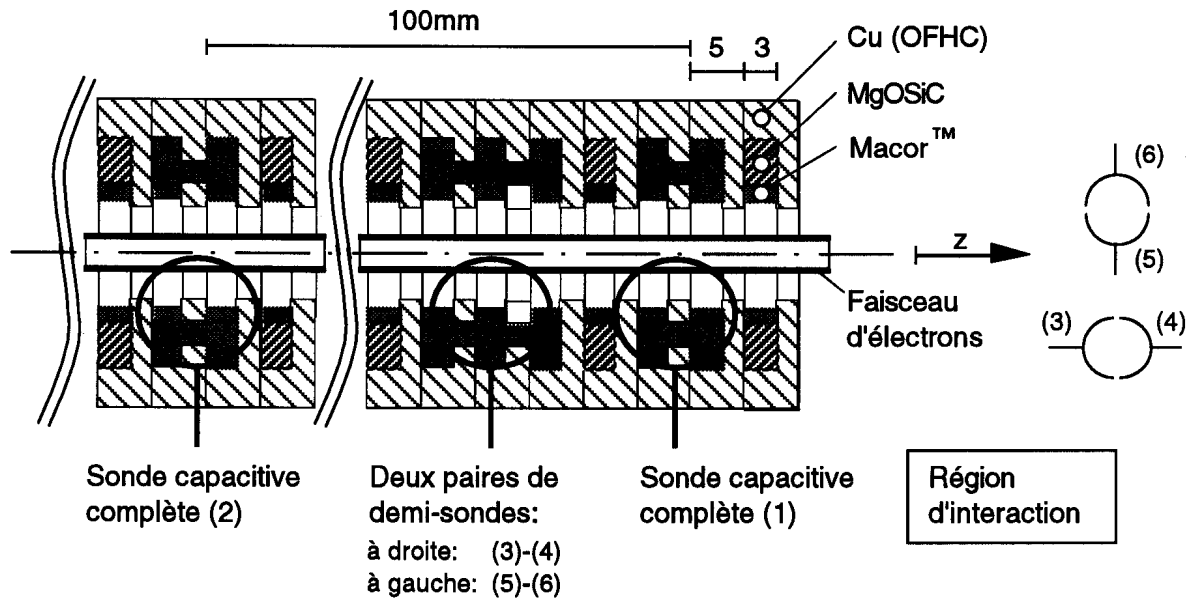


Figure 5.2: Schéma de placement des sondes capacitives dans le conduit du faisceau d'électrons avant la région d'interaction.

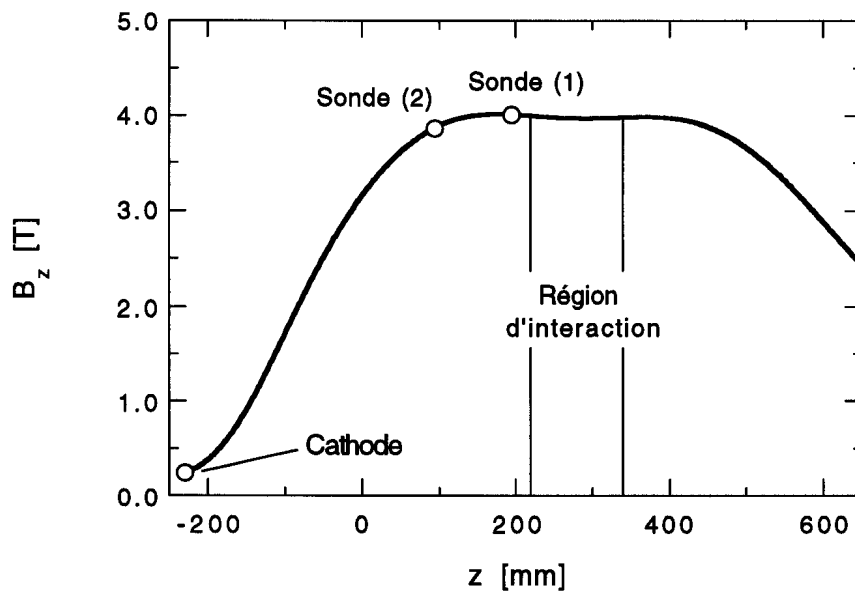


Figure 5.3: Placements des sondes capacitives complètes par rapport au champ magnétique axial du gyrotron.



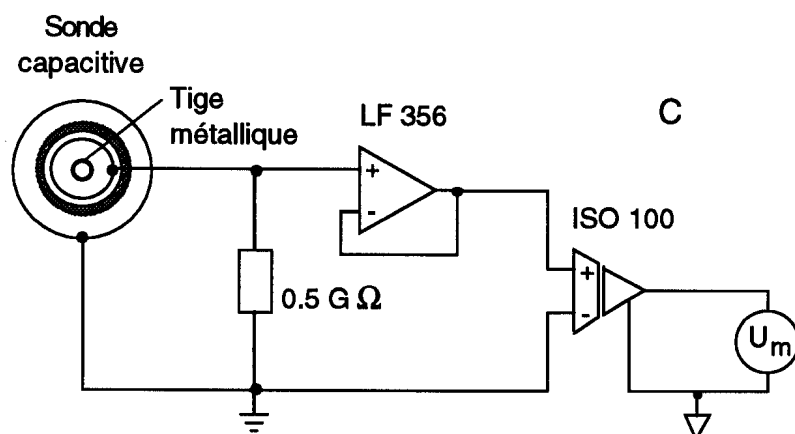
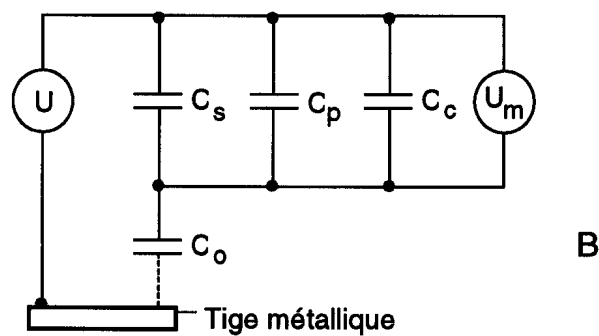
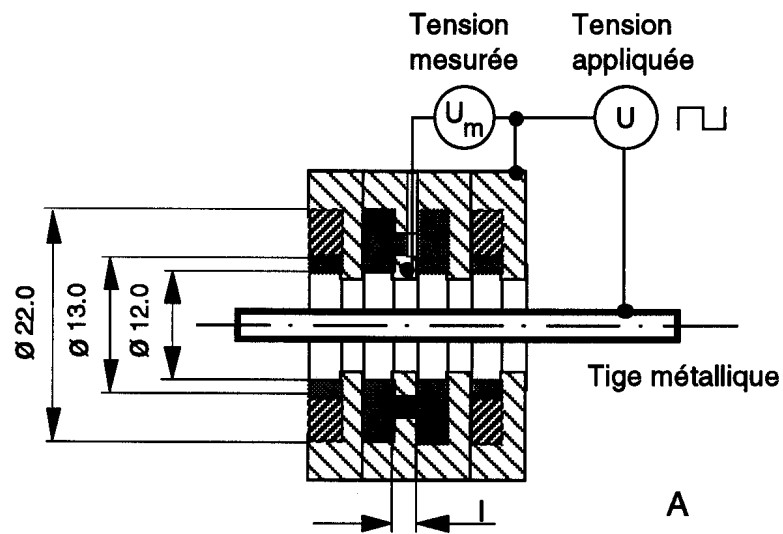


Figure 5.4: A. Schéma de l'étalonnage des sondes capacitatives par une tige métallique ; B. Circuit électrique correspondant ; C. Schéma du circuit électronique des sondes capacitatives.

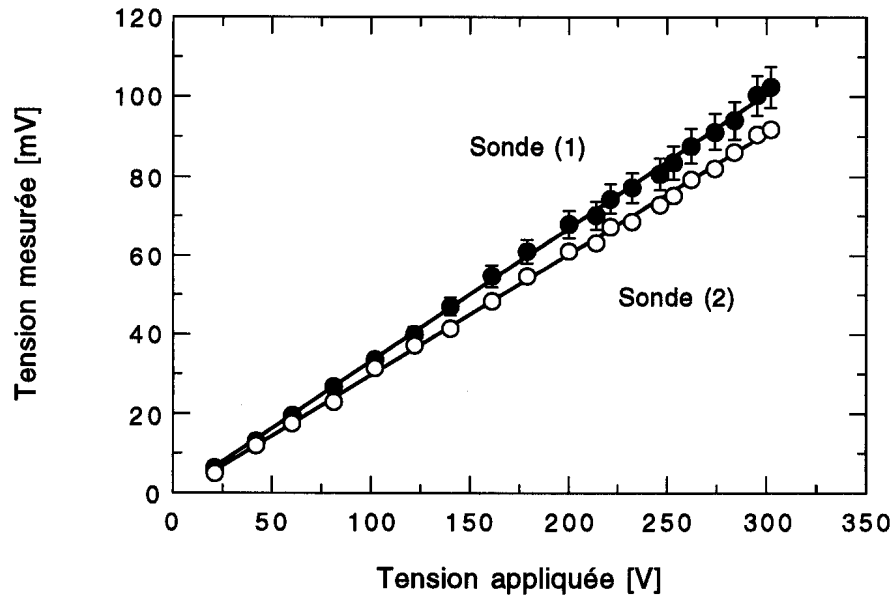


Figure 5.5: Tension mesurée,  $U_m$ , par les deux sondes capacitatives complètes en fonction de la tension appliquée,  $U$ , à la tige.

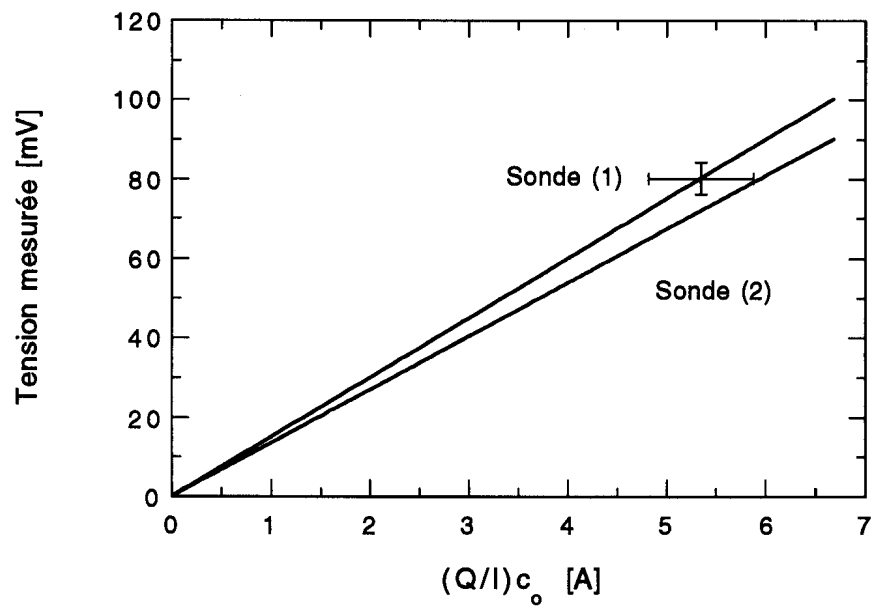


Figure 5.6: Etalonnage des deux sondes capacitatives complètes.

circuit de  $\simeq 1.0 \text{ nF}$ , on obtient :

$$RC \simeq 500 \text{ ms} \gg 10 \text{ ms} . \quad (5.15)$$

L'amplificateur optique (Burr Brown : ISO 100) découple galvaniquement la masse du gyrotron de la masse du circuit de mesure. Les signaux sont ensuite soit amplifiés et enregistrés par un module CAMAC (INCAA : CADF) avec une résolution d'amplitude de tension de  $\simeq 5 \text{ mV}$  et un taux d'échantillonnage de  $10 \text{ kHz}$  ( $0.1 \text{ ms}$ ), soit directement tracés sur un oscilloscope digital.

### 5.2.2 Etalonnage des sondes in situ

Après l'installation des sondes capacitatives dans le gyrotron, tout le système a été étalonné in situ pour tenir compte des capacités du circuit, y compris les capacités parasites, et ainsi relier la tension électrique mesurée à la charge linéique à l'intérieur de la sonde. Une tige métallique de  $5 \text{ mm}$  de diamètre a été placée sur l'axe du conduit du faisceau d'électrons. Des tensions, variant entre  $0 \text{ V}$  et  $300 \text{ V}$  d'une alimentation de puissance continue, modulée par un transistor haute tension (Harris : IRF 420), ont été appliquées entre la tige et le conduit du faisceau d'électrons. La durée des impulsions rectangulaires était de  $3 \text{ ms}$ . Pour cet étalonnage, l'oscilloscope digital a été utilisé à la place du module CAMAC. Les tensions électriques mesurées par les sondes capacitatives en fonction de la tension électrique appliquée sont représentées sur les figures 5.5, 5.7 et 5.8.

Les tensions mesurées par les deux sondes complètes sont légèrement différentes ( $\simeq 10 \%$ ). L'étalonnage finalement obtenu par régression linéaire et à l'aide de l'équation (5.5) est représenté sur la figure 5.6. Les valeurs des deux facteurs d'étalonnage,  $\chi_1$  et  $\chi_2$ , sont :

$$\chi_1 = (15.0 \pm 1.5) \frac{\text{mV}}{\text{A}} , \quad (5.16)$$

$$\chi_2 = (13.5 \pm 1.4) \frac{\text{mV}}{\text{A}} . \quad (5.17)$$

Comme la mesure effectuée par les demi-sondes n'est qu'une mesure relative, il suffit, pour étalonner les sondes, de mesurer les tensions des demi-sondes pour une distribution de charge axisymétrique, simulée par la tige métallique. Les résultats montrent que les signaux sont bien identiques (Fig. 5.7, 5.8) et équivalent à peu près à la moitié des signaux mesurés par les sondes complètes. Comme la charge induite sur chaque demi-sonde est

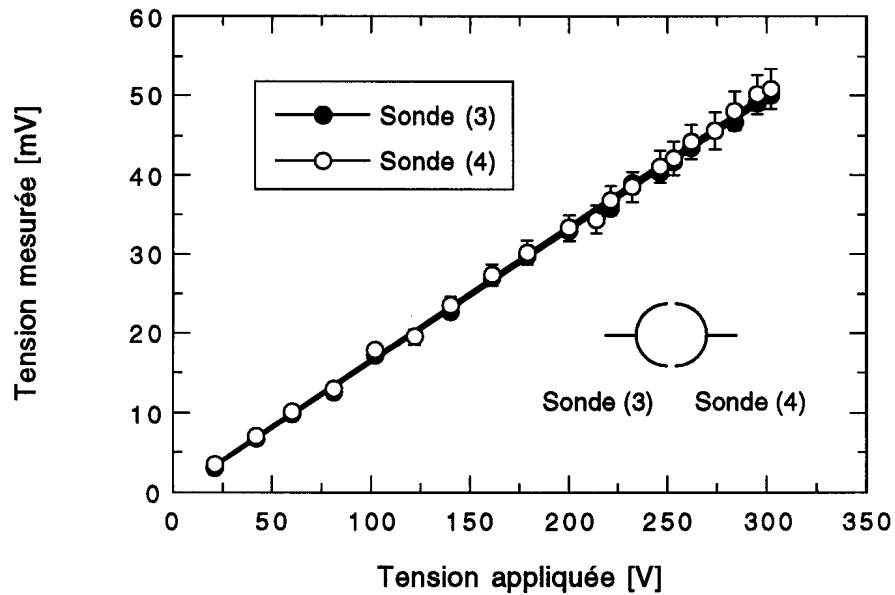


Figure 5.7: Tension mesurée,  $U_m$ , en fonction de la tension appliquée,  $U$ , à la tige pour les deux demi-sondes qui mesurent la symétrie de la distribution de charge dans le plan horizontal.

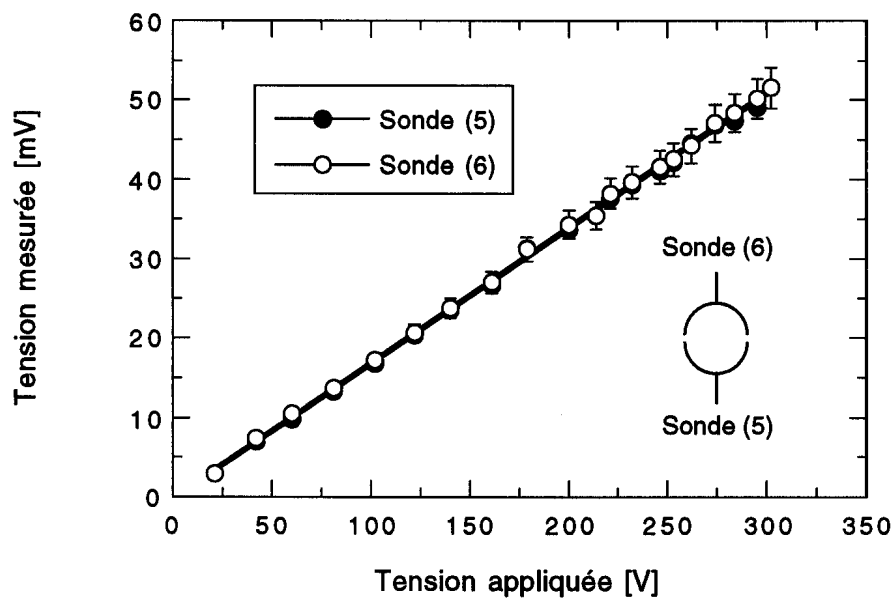


Figure 5.8: Tension mesurée,  $U_m$ , en fonction de la tension appliquée,  $U$ , à la tige pour les deux demi-sondes qui mesurent la symétrie de la distribution de charge dans le plan vertical.

de  $\simeq Q/2$  pour une distribution axisymétrique, et comme les capacités des circuits de mesure sont identiques, la tension mesurée diminue par conséquent d'un facteur deux.

L'erreur de l'étalonnage est donnée, d'une part, par une marge d'erreur de la tension mesurée de l'ordre de 3 % et, d'autre part, par le calcul de la charge linéique en supposant une géométrie parfaite de la sonde. A partir de la déviation mesurée entre les deux sondes, on obtient  $\simeq 10$  %.

Pendant le fonctionnement du gyrotron, on connaît ainsi la charge linéique qui correspond à la tension mesurée. Avec le courant du faisceau d'électrons, la vitesse parallèle moyenne (Eq. 5.12) peut ensuite être déterminée avec une précision de 15 à 20 % en admettant une erreur dans la mesure du courant de 5 %.

## Chapitre 6

# Diagnostic par émission cyclotron électronique

Dans ce chapitre sont présentés une introduction de la théorie du rayonnement cyclotron ainsi qu'une description du dispositif expérimental de la mesure de l'émission cyclotron électronique. La partie théorique présente, à partir des équations de Maxwell<sup>a</sup>, la distribution spectrale de la puissance rayonnée par un électron en mouvement hélicoïdal ainsi qu'une discussion des différentes caractéristiques de celle-ci. Enfin, la partie expérimentale présente le dispositif qui a été utilisé pour effectuer les mesures. Une discussion beaucoup plus détaillée de la théorie de l'émission cyclotron électronique est présentée, par exemple, dans Jackson [101] et Hutchinson [102].

### 6.1 Aspects théoriques

#### 6.1.1 Solutions des équations de Maxwell d'une charge ponctuelle

Les équations de Maxwell :

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0}, & \nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= 0, \\
 \nabla \cdot \vec{B} &= 0, & \nabla \times \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= \mu_0 \vec{j},
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

---

<sup>a</sup>. James Clerk Maxwell, 1831 – 1879

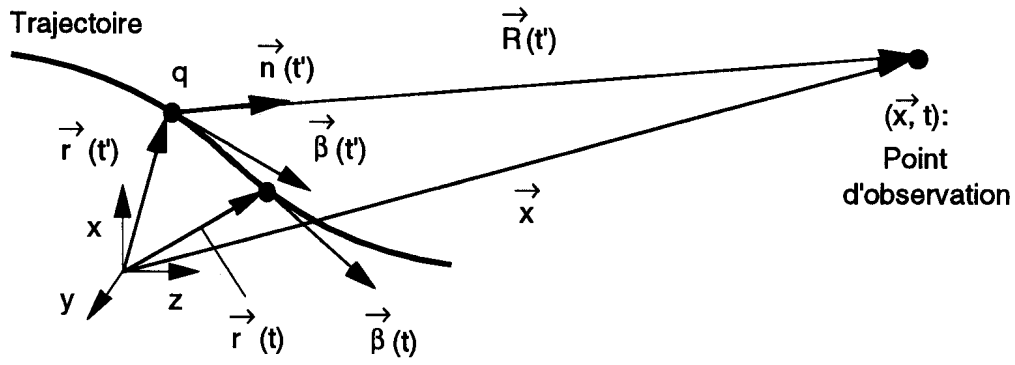
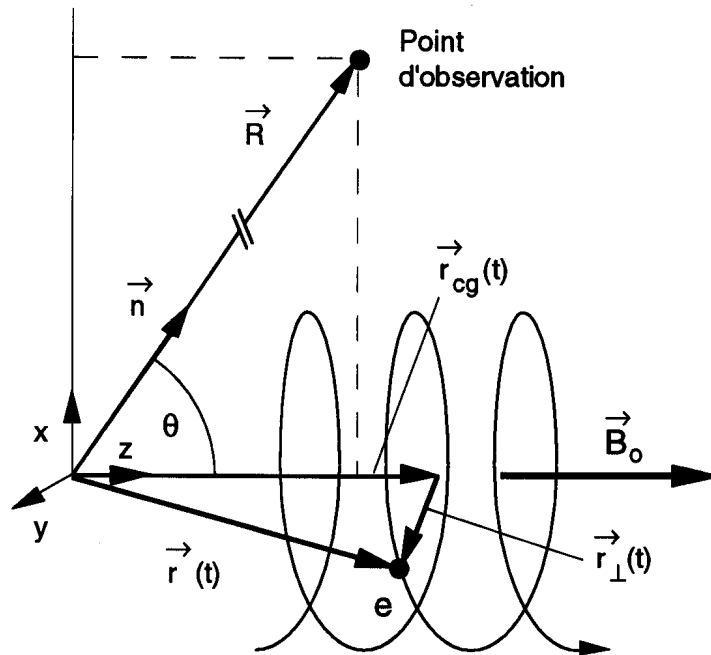


Figure 6.1: Schéma des paramètres utilisés.

Figure 6.2: Schéma du mouvement hélicoïdal ;  $\vec{R} \simeq \vec{x} = \text{const.}$

sont équivalentes aux deux équations d'ondes :

$$\left( \nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (6.2)$$

$$\left( \nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{A} = -\mu_0 \vec{j}, \quad (6.3)$$

si les potentiels scalaire  $\phi$  et vectoriel  $\vec{A}$  satisfont la jauge de Lorentz<sup>b</sup> :

$$\nabla \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0. \quad (6.4)$$

Les champs magnétique  $\vec{B}$  et électrique  $\vec{E}$  sont donnés par les deux potentiels  $\phi$  et  $\vec{A}$  :

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}, \quad (6.5)$$

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla \phi. \quad (6.6)$$

Les solutions des équations (6.2) et (6.3) pour une charge ponctuelle  $q$ , qui est en mouvement le long de la trajectoire  $\vec{r}(t)$  avec une vitesse  $\vec{\beta}(t)$  et qui est observée au point  $\vec{x}$  (Fig. 6.1), sont les potentiels de Liénard<sup>c</sup> - Wiechert<sup>d</sup> (Eq. 14.8 de [101]) :

$$\begin{aligned} \phi(\vec{x}, t) &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{1}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n}) R} \right]_{t=t'}, \\ \vec{A}(\vec{x}, t) &= \frac{q\mu_0 c}{4\pi} \left[ \frac{\vec{\beta}}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n}) R} \right]_{t=t'}, \end{aligned} \quad (6.7)$$

où  $t'$  est le temps retardé, donné par :

$$t' = t - \frac{R(t')}{c} = t - \frac{|\vec{x} - \vec{r}(t')|}{c}, \quad (6.8)$$

et  $\vec{n}(t)$  est le vecteur d'unité du vecteur  $\vec{R}(t)$  (Fig. 6.1) :

$$\vec{n}(t) = \frac{\vec{R}(t)}{R(t)} = \frac{\vec{x} - \vec{r}(t)}{|\vec{x} - \vec{r}(t)|}. \quad (6.9)$$

---

b. Hendrik Antoon Lorentz, 1853–1928

c. Alfred Marie Liénard, 1869–1959

d. Johann Emil Wiechert, 1861–1928



Les potentiels de Liénard - Wiechert (Eq. 6.7) ne sont valables que dans le vide. Pourtant, Haus et Islam [103] ont montré que la distribution spectrale de puissance émise par un électron dans un guide d'onde rectangulaire surmodé s'approche de la distribution spectrale de puissance émise dans l'espace libre. Comme les dimensions de l'enceinte à vide du gyrotron sont beaucoup plus grandes que la longueur d'onde émise, cette approximation est donc valable dans notre application.

Ensuite, les champs magnétique et électrique peuvent être calculés par les équations (6.5) et (6.6) (Eq. 14.13, 14.14 de [101]) :

$$\vec{B}(\vec{x}, t) = \frac{1}{c} [\vec{n} \times \vec{E}]_{t=t'} , \quad (6.10)$$

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{x}, t) = & \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{1}{R^2} \frac{(1 - \beta^2) (\vec{n} - \vec{\beta})}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3} \right]_{t=t'} \\ & + \frac{q}{4\pi\epsilon_0 c} \left[ \frac{1}{R} \frac{\vec{n} \times \left( (\vec{n} - \vec{\beta}) \times \frac{d\vec{\beta}}{dt} \right)}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3} \right]_{t=t'} . \end{aligned} \quad (6.11)$$

Le premier terme du champ électrique (Eq. 6.11), qui est aussi appelé « champ de vitesse » en raison de sa dépendance par rapport à celle-ci, décroît avec  $1/R^2$  en fonction de la distance  $R$ , c'est-à-dire comme le champ électrostatique d'une charge ponctuelle. Le deuxième terme, par contre, décroît avec  $1/R$ , c'est-à-dire comme le champ électromagnétique d'une charge oscillante. Ce terme est aussi appelé « champ d'accélération ». Comme seul le champ radiatif sera finalement mesuré, le premier terme est négligé par la suite.

La représentation spectrale du champ électrique de la radiation émise est obtenue par la transformation de Fourier<sup>e</sup> du « champ d'accélération » :

$$\vec{E}(\vec{x}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega t) \vec{E}(\vec{x}, t) dt . \quad (6.12)$$

En supposant que le point d'observation  $\vec{x}$  est assez loin de la trajectoire de la particule  $\vec{r}(t')$ , c'est-à-dire que  $R \gg r$  et que ainsi  $R$  et  $\vec{n}$  sont constants (champ lointain), le temps  $t$  est approximativement :

$$t = t' + \frac{|\vec{x} - \vec{r}(t')|}{c} \simeq t' + \frac{x - \vec{n} \cdot \vec{r}(t')}{c} \simeq t' + \frac{R - \vec{n} \cdot \vec{r}(t')}{c} . \quad (6.13)$$

---

<sup>e</sup>. Jean Baptiste Joseph Fourier, Baron de (1808), 1768 – 1830

Après intégration par parties et en négligeant le facteur  $R/c$ , une constante de phase, la représentation spectrale du champ électrique,  $\vec{E}(\vec{x}, \omega)$ , peut finalement être exprimée par (Eq. 5.1.15 de [102]) :

$$\vec{E}(\vec{x}, \omega) = \frac{-i\omega q}{8\pi^2 \epsilon_0 c R} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{\beta}(t')) \exp i\omega \left( t' - \frac{\vec{n} \cdot \vec{r}(t')}{c} \right) dt' . \quad (6.14)$$

Le produit scalaire de l'équation (6.14) avec le vecteur  $\vec{n}$ , qui définit la direction d'émission de l'onde électromagnétique, est zéro. Le champ électrique  $\vec{E}$  est alors perpendiculaire par rapport au vecteur  $\vec{n}$ . Comme le champ magnétique  $\vec{B}$  est perpendiculaire à  $\vec{n}$  et  $\vec{E}$  (Eq. 6.10), il s'agit d'une onde plane dans l'approximation du champ lointain.

L'évaluation de l'intégrale (6.14) demande la connaissance de la trajectoire de la particule chargée considérée, c'est-à-dire la connaissance de l'équation du mouvement. Celle-ci est évidemment bien connue pour un électron confiné par un champ magnétique statique et uniforme. Un bref rappel en sera donné dans le paragraphe suivant.

### 6.1.2 Equation du mouvement

L'équation du mouvement d'une particule chargée  $q$  dans un champ magnétique statique  $\vec{B}_0$  est donnée par :

$$\frac{1}{c} \frac{d\vec{p}}{dt} = q (\vec{\beta} \times \vec{B}_0) , \quad (6.15)$$

où  $\vec{p}$  est l'impulsion :

$$\frac{1}{c} \vec{p} = m \vec{\beta} = \gamma m_0 \frac{\vec{v}}{c} ; \quad (6.16)$$

$\gamma$  est le facteur relativiste :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} , \quad (6.17)$$

$m_0$  est la masse au repos de la particule,  $q$  sa charge,  $\vec{v}$  sa vitesse et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

L'équation (6.15) se réduit, en supposant un champ magnétique uniforme dans le plan  $x$ - $y$ , à :

$$\frac{d}{dt} \vec{\beta} = \frac{q}{\gamma m_0} (\vec{\beta} \times \vec{B}_z) = \omega_0 (\vec{\beta} \times \vec{e}_z) , \quad (6.18)$$

où  $\omega_0$  est la fréquence cyclotron relativiste, à proprement parler la pulsation ou la

fréquence angulaire relativiste, qui peut s'écrire par la fréquence cyclotron classique  $\Omega_o$  :

$$\omega_o = \frac{\Omega_o}{\gamma} = \frac{q}{\gamma m_o} B_z . \quad (6.19)$$

La fréquence cyclotron est proportionnelle au champ magnétique  $B_z$ . On note qu'en raison de la « petite » charge spécifique de l'électron  $q/m_{o,e}$  de  $1.759 \cdot 10^{11}$  C/kg, la fréquence assez élevée du gyrotron à 100 GHz ( $\omega_o/2\pi$ ) nécessite un champ magnétique d'environ 4 T pour un facteur  $\gamma \simeq 1.13$ .

La solution de l'équation (6.18) est donnée par :

$$\vec{\beta}(t) = \beta_{\perp} \cos(\omega_o t) \vec{e}_x + \beta_{\perp} \sin(\omega_o t) \vec{e}_y + \beta_{\parallel} \vec{e}_z \quad (6.20)$$

$$= \vec{\beta}_{\perp} + \vec{\beta}_{\parallel} . \quad (6.21)$$

La vitesse  $\vec{\beta}$  peut donc être exprimée par deux composantes indépendantes : d'une part, par la vitesse  $\vec{\beta}_{\perp}$  qui se trouve dans le plan  $x$ - $y$  et, d'autre part, par la vitesse  $\vec{\beta}_{\parallel}$  qui est parallèle au champ magnétique axial, c'est-à-dire à l'axe  $z$ . Le vecteur  $\vec{\beta}$  définit donc un cône dans l'espace de vitesse. L'angle d'inclinaison du cône  $\Phi$  est donné par (Fig. 4.2) :

$$\Phi = \arctan \left( \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}} \right) = \arctan \alpha , \quad (6.22)$$

avec le paramètre  $\alpha$  :

$$\alpha = \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}} . \quad (6.23)$$

La trajectoire de la particule est finalement obtenue par intégration de l'équation (6.20) :

$$\frac{1}{c} \vec{r}(t) = \frac{\beta_{\perp}}{\omega_o} \sin(\omega_o t) \vec{e}_x - \frac{\beta_{\perp}}{\omega_o} \cos(\omega_o t) \vec{e}_y + \beta_{\parallel} t \vec{e}_z + \frac{\vec{r}_o}{c} , \quad (6.24)$$

$$\vec{r} = \vec{r}_{\perp} + \vec{r}_{cg} , \quad (6.25)$$

où  $\vec{r}_{\perp}$  est le rayon de Larmor :

$$\vec{r}_{\perp} = \frac{c\beta_{\perp}}{\omega_o} \sin(\omega_o t) \vec{e}_x - \frac{c\beta_{\perp}}{\omega_o} \cos(\omega_o t) \vec{e}_y , \quad (6.26)$$

et où  $\vec{r}_{cg}$  est le vecteur du centre guide :

$$\vec{r}_{cg} = c\beta_{\parallel} t \vec{e}_z + \vec{r}_o . \quad (6.27)$$

La trajectoire décrit alors un mouvement hélicoïdal autour des lignes de champ magnétique statique et uniforme  $B_z$ . La norme du rayon de Larmor  $r_\perp$  et l'angle d'inclinaison  $\Phi$  de la trajectoire :

$$r_\perp = \frac{c\beta_\perp}{\omega_o} = \frac{\gamma m_{o,e}}{eB_z} c\beta_\perp, \quad (6.28)$$

$$\Phi = \arctan\left(\frac{\beta_\perp}{\beta_\parallel}\right) = \arctan\left(\frac{\omega_o r_\perp}{c\beta_\parallel}\right), \quad (6.29)$$

sont, pour le gyrotron quasi-optique à 100 GHz, de l'ordre de :

$$r_\perp \simeq 0.14 \text{ mm}, \quad (6.30)$$

$$\Phi \simeq 55^\circ \quad (\alpha \simeq 1.4). \quad (6.31)$$

### 6.1.3 Puissance rayonnée par un électron en mouvement hélicoïdal

#### Représentation spectrale du champ électrique

La représentation spectrale du champ électrique  $\vec{E}$ , donnée par l'intégrale (6.14), est ensuite évaluée pour un électron en mouvement hélicoïdal à l'aide des équations (6.20) et (6.24) où le temps retardé est implicitement utilisé. Comme la direction du vecteur  $\vec{n}$  est approximativement constante à une distance  $R \gg r$ , et comme le mouvement est axisymétrique à l'axe  $z$ , le vecteur  $\vec{n}$  peut être exprimé par (Fig. 6.2) :

$$\vec{n} = \sin \theta \vec{e}_x + \cos \theta \vec{e}_z, \quad (6.32)$$

où  $\theta$  est l'angle entre  $\vec{n}$  et  $\vec{e}_z$ .

Les deux termes de l'intégrale (6.14) sont ainsi (Eq. 5.2.5, 5.2.6 de [102]) :

$$\exp i\omega \left( t - \frac{\vec{n} \cdot \vec{r}}{c} \right) = \exp i\omega \left( t - \frac{\beta_\perp}{\omega_o} \sin \theta \sin(\omega_o t) - \beta_\parallel t \cos \theta \right), \quad (6.33)$$

$$\begin{aligned} \vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{\beta}) &= (\beta_\parallel \sin \theta \cos \theta - \beta_\perp \cos^2 \theta \cos(\omega_o t)) \vec{e}_x \\ &\quad - \beta_\perp \sin(\omega_o t) \vec{e}_y \\ &\quad + (-\beta_\parallel \sin^2 \theta + \beta_\perp \sin \theta \cos \theta \cos(\omega_o t)) \vec{e}_z. \end{aligned} \quad (6.34)$$

Pour évaluer les expressions (6.33) et (6.34), on utilise ensuite la relation :

$$e^{-i\xi \sin \varphi} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{-im\varphi} J_m(\xi) , \quad (6.35)$$

et les dérivées par rapport aux variables  $\xi$  et  $\varphi$  :

$$-i \sin \varphi e^{-i\xi \sin \varphi} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{-im\varphi} J'_m(\xi) , \quad (6.36)$$

$$i\xi \cos \varphi e^{-i\xi \sin \varphi} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} im e^{-im\varphi} J_m(\xi) . \quad (6.37)$$

$J_m(\xi)$  est la fonction de Bessel<sup>f</sup> de l'ordre  $m$  :

$$J_m(\xi) = \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{s!(m+s)!} \left(\frac{\xi}{2}\right)^{m+2s} \quad (6.38)$$

$$= \frac{\xi^m}{2^m m!} - \frac{\xi^{m+2}}{2^{m+2}(m+1)!} + \dots , \quad (6.39)$$

et  $J'_m(\xi)$  est la dérivée :

$$J'_m(\xi) = \frac{d}{d\xi} J_m(\xi) . \quad (6.40)$$

Ces relations permettent d'écrire la dépendance du temps  $t$  des deux termes (6.33) et (6.34) de l'intégrale (6.14) par la fonction exponentielle suivante :

$$\exp \left\{ i \left[ (1 - \beta_{\parallel} \cos \theta) \omega - m\omega_0 \right] t \right\} . \quad (6.41)$$

A l'aide de la relation:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ i \left[ (1 - \beta_{\parallel} \cos \theta) \omega - m\omega_0 \right] t \right\} dt = \\ 2\pi \delta \left[ (1 - \beta_{\parallel} \cos \theta) \omega - m\omega_0 \right] , \end{aligned} \quad (6.42)$$

---

<sup>f</sup>. Friedrich Wilhelm Bessel, 1784–1846

on obtient finalement la représentation spectrale du champ électrique :

$$\begin{aligned} \vec{E}(\omega) = & \frac{i\omega e}{4\pi\epsilon_0 c R} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ \delta \left( (1 - \beta_{\parallel} \cos \theta) \omega - m\omega_0 \right) \right. \\ & \times \left[ \left( \frac{\cos \theta}{\sin \theta} (\cos \theta - \beta_{\parallel}) \right) J_m(\xi) \vec{e}_x - i\beta_{\perp} J'_m(\xi) \vec{e}_y \right. \\ & \left. \left. + (\cos \theta - \beta_{\parallel}) J_m(\xi) \vec{e}_z \right] \right\}, \end{aligned} \quad (6.43)$$

où la variable  $\xi$  est donnée par :

$$\xi = \frac{\omega}{\omega_0} \beta_{\perp} \sin \theta. \quad (6.44)$$

En raison du mouvement périodique des électrons, des harmoniques discrètes de la fréquence fondamentale,  $\omega_0$ , sont donc émises :

$$\omega_{c,m} = \frac{m\omega_0}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta} = \frac{m\Omega_0}{\gamma(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)} = m\Omega_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta} \quad (m=1, 2, \dots). \quad (6.45)$$

Les différentes fréquences sont en fait données par la transformation de Lorentz du repère de référence des électrons au repère de laboratoire (Chap. 4.48 de [92], Eq. 4.4) et dépendent ainsi de l'énergie des électrons, qui est proportionnelle au facteur  $\gamma$ , et du déplacement Doppler, qui est déterminé par la vitesse parallèle  $\beta_{\parallel}$  des électrons ainsi que par l'angle d'observation  $\theta$ . Contrairement au cas classique, où la fréquence cyclotron  $\omega_0$  n'est pas déplacée pour un angle d'observation  $\theta$  de  $90^\circ$ , un déplacement à  $90^\circ$ , aussi appelé déplacement transversal, est possible dans le cas relativiste en raison du facteur  $1/\gamma$ .

### Puissance moyenne reçue

La puissance moyenne par période d'oscillation  $\bar{P}$ , par unité d'angle solide  $d\Omega_s$  dans la direction  $\vec{n}$  et reçue à une distance  $R$  de l'électron, est donnée par (Eq. 7.13 de [101]) :

$$\frac{d\bar{P}(t)}{d\Omega_s} = R^2 \langle \vec{S} \cdot \vec{n} \rangle \quad (6.46)$$

$$= R^2 c \epsilon_0 \frac{1}{2} |E(t)|^2, \quad (6.47)$$

où  $\vec{S}$  est le vecteur de Poynting<sup>g</sup> :

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{H} = \epsilon_0 c |E|^2 \vec{n}, \quad (6.48)$$

et où le symbole  $\langle \langle \rangle \rangle$  correspond à la moyenne temporelle par période d'oscillation. Le champ  $\vec{E}(t)$  se calcule à l'aide de la transformation de Fourier de  $\vec{E}(\omega)$  (Eq. 6.43) (Eq. 5.2.14 de [102]) :

$$\vec{E}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} \vec{E}(\omega) d\omega \quad (6.49)$$

$$= \sum_{m=1}^{\infty} \text{Re} \left\{ \frac{e \omega_{c,m}}{2\pi \epsilon_0 c R} \frac{e^{-i\omega_{c,m} t}}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta} i \vec{U}_m \right\} \quad (6.50)$$

$$= \text{Re} \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} \vec{E}_m(t) \right\}, \quad (6.51)$$

où  $\vec{U}_m$  est le terme vectoriel de l'équation (6.43) :

$$\begin{aligned} \vec{U}_m &= \frac{\cos \theta}{\sin \theta} (\cos \theta - \beta_{\parallel}) J_m(\xi) \vec{e}_x - i \beta_{\perp} J'_m(\xi) \vec{e}_y \\ &\quad + (\cos \theta - \beta_{\parallel}) J_m(\xi) \vec{e}_z. \end{aligned} \quad (6.52)$$

La puissance moyenne  $\bar{P}$  par unité d'angle solide  $d\Omega_s$  reçue au point d'observation  $\vec{x}$  est donnée par la somme des puissances de chaque harmonique et elle s'exprime finalement :

$$\left. \frac{d\bar{P}(t)}{d\Omega_s} \right|_{rec} = R^2 \sum_{m=1}^{\infty} \epsilon_0 c \frac{1}{2} |E_m(t)|^2 \quad (6.53)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \left[ \left( \frac{\cos \theta - \beta_{\parallel}}{\sin \theta} \right)^2 J_m^2(m\tilde{\xi}) + \beta_{\perp}^2 J_m'^2(m\tilde{\xi}) \right] \right. \\ &\quad \left. \times \frac{\omega_{m,c}^2}{(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)^2} \right\}, \end{aligned} \quad (6.54)$$

avec :

$$\tilde{\xi} = \frac{\beta_{\perp} \sin \theta}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta}. \quad (6.55)$$

---

<sup>g</sup>. John Henry Poynting, 1852–1914

### Puissance moyenne rayonnée

La puissance rayonnée par la particule est déterminée par le temps retardé  $t'$ . On obtient donc :

$$\left. \frac{d\bar{P}(t')}{d\Omega_s} \right|_{ray} = \left. \frac{d\bar{P}(t)}{d\Omega_s} \right|_{rec} \frac{dt}{dt'} , \quad (6.56)$$

où le « rapport »  $dt/dt'$  est donné par l'équation (6.8) :

$$\frac{dt}{dt'} = 1 - \beta_{\parallel} \cos \theta . \quad (6.57)$$

Pour  $\beta_{\parallel} = 0$  seulement, la puissance rayonnée est alors égale à la puissance reçue.

#### 6.1.4 Caractéristiques de la puissance émise

La puissance totale,  $\bar{P}_{tot}$ , rayonnée par un électron est donnée par l'intégration de l'équation (6.54) et l'équation (6.56) sur l'angle solide. On obtient (Eq. 6.16 de [104]) :

$$\bar{P}_{tot} = \frac{e^2 \gamma^4}{6\pi \epsilon_0 c} \dot{\beta}_{\perp}^2 = \frac{e^2 \Omega_0^2 \gamma^2}{6\pi \epsilon_0 c} \beta_{\perp}^2 = \frac{e^2 \Omega_0^4}{6\pi \epsilon_0 c^3} r_{\perp}^2 . \quad (6.58)$$

Elle correspond, pour  $\gamma \simeq 1$ , à celle donnée par la formule de Larmor (Eq. 14.22 de [101]).

Comme les électrons du faisceau ne sont que faiblement relativistes, un développement polynomial de deuxième ordre ( $\beta^2$ ) de la fonction de Bessel  $J_m(\xi)$  et de sa dérivée peut être effectué dans l'équation (6.54). Le rapport entre la puissance émise aux harmoniques ( $m > 1$ ) à la puissance émise à la fondamentale ( $m = 1$ ) est dans ce cas donné par (Eq. 6.63 de [104]) :

$$\frac{\bar{P}_{m>1}}{\bar{P}_{m=1}} = \frac{\bar{P}_{tot} - \bar{P}_{m=1}}{\bar{P}_{m=1}} \simeq \frac{12}{5} \frac{\beta_{\perp}^2}{1 + \beta_{\parallel}^2 + \beta_{\perp}^2} . \quad (6.59)$$

Pour les valeurs caractéristiques de fonctionnement du gyrotron ( $\alpha = 1.5$ ,  $V_c = 70$  kV), ce rapport est de  $\simeq 30$  %, ce qui signifie que  $\simeq 70$  % de la puissance totale ( $\simeq 40 \cdot 10^{-15}$  W pour un seul électron) est émise à la fondamentale qui sera finalement mesurée. On voit aussi que l'énergie rayonnée est complètement négligeable par rapport à l'énergie cinétique des électrons.



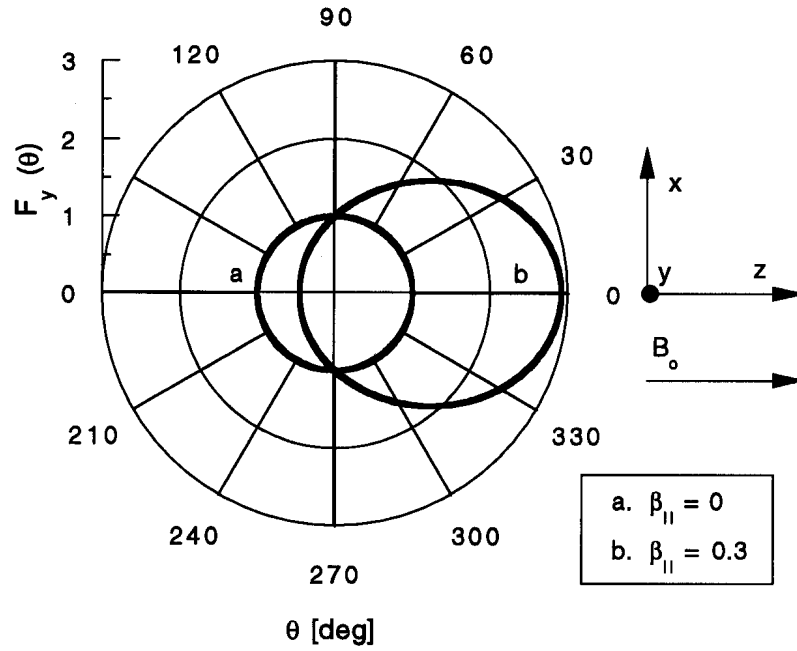


Figure 6.3: Puissance rayonnée par un électron en rotation dans le plan  $x$ - $y$  en fonction de l'angle d'émission  $\theta$  pour deux vitesses parallèles  $\beta_{||}$  ; puissance associée à une onde polarisée linéairement selon l'axe  $y$  ; fréquence fondamentale.

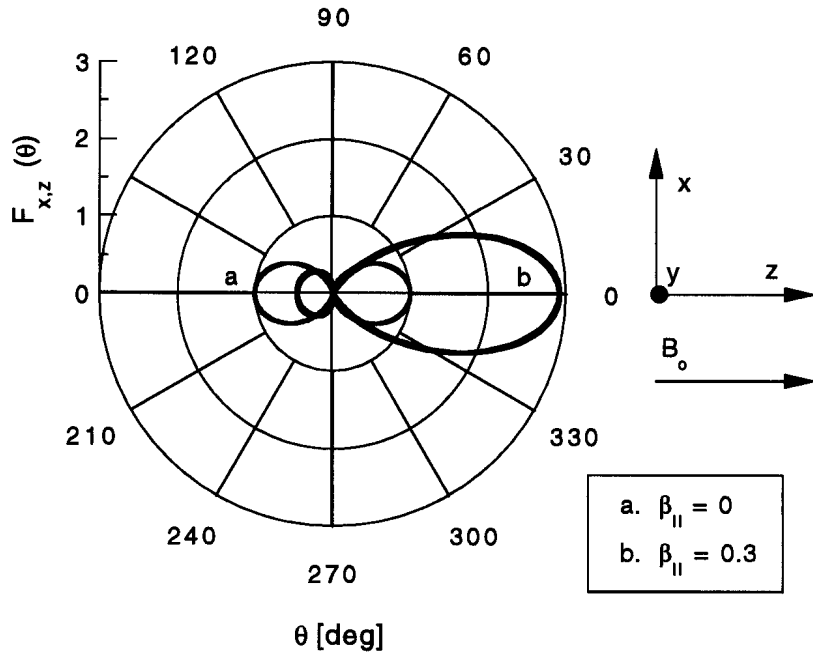


Figure 6.4: Puissance rayonnée par un électron en rotation dans le plan  $x$ - $y$  en fonction de l'angle d'émission  $\theta$  pour deux vitesses parallèles  $\beta_{||}$  ; puissance associée à une onde polarisée linéairement dans le plan  $x$ - $z$  ; fréquence fondamentale.

L'équation (6.56) se réduit pour la fréquence fondamentale ( $m=1$ ) à :

$$\left. \frac{d\bar{P}(t')}{d\Omega_s} \right|_{m=1} = \frac{e^2 \nu_o^2}{8\epsilon_o c} \frac{\beta_\perp^2}{(1 - \beta_\parallel \cos \theta)^3} \left[ 1 + \left( \frac{\cos \theta - \beta_\parallel}{1 - \beta_\parallel \cos \theta} \right)^2 \right] \quad (6.60)$$

$$\equiv \frac{e^2 \nu_o^2}{8\epsilon_o c} \beta_\perp^2 F(\beta_\parallel, \theta) \quad (6.61)$$

$$\equiv \frac{e^2 \nu_o^2}{8\epsilon_o c} \beta_\perp^2 \left( F_y(\beta_\parallel, \theta) + F_{x,z}(\beta_\parallel, \theta) \right), \quad (6.62)$$

avec :

$$\nu_o = \frac{1}{2\pi} \frac{\Omega_o}{\gamma} = \frac{1}{2\pi} \omega_o \quad (6.63)$$

$$F(\beta_\parallel, \theta) = \frac{1}{(1 - \beta_\parallel \cos \theta)^3} \left[ 1 + \left( \frac{\cos \theta - \beta_\parallel}{1 - \beta_\parallel \cos \theta} \right)^2 \right], \quad (6.64)$$

$$F_y(\beta_\parallel, \theta) = \frac{1}{(1 - \beta_\parallel \cos \theta)^3}, \quad (6.65)$$

$$F_{x,z}(\beta_\parallel, \theta) = \frac{(\cos \theta - \beta_\parallel)^2}{(1 - \beta_\parallel \cos \theta)^5}. \quad (6.66)$$

La dépendance de la fonction  $F(\beta_\parallel, \theta)$  de l'angle  $\theta$  est représentée sur la figure 6.5 pour deux vitesses parallèles différentes. La distribution angulaire de  $F(\beta_\parallel, \theta)$  correspond pour  $\beta_\parallel=0$  à celle de deux dipôles de Hertz qui oscillent respectivement dans les directions  $x$  et  $y$ . Tandis que la radiation émise dans la direction du champ magnétique  $B_z$  est polarisée circulairement, la radiation émise dans le plan  $x$ - $y$  est polarisée linéairement. Or, la puissance émise à  $\theta=90^\circ$  est d'un facteur deux plus petite que la puissance émise à  $\theta=0^\circ$ . On note que ce rapport diminue, par contre, pour des électrons fortement relativistes avec  $\beta_\parallel=0$  [105]. La dépendance de  $F(\beta_\parallel, \theta)$  change pour  $\beta_\parallel=0.3$  : d'abord, la radiation est fortement émise dans la direction de propagation de l'électron. Le rapport de la puissance émise à  $0^\circ$  à la puissance émise à  $180^\circ$  a augmenté de 1 à  $\simeq 6.5$ . Ensuite, la puissance émise à  $90^\circ$  est légèrement plus forte qu'avant ( $\beta_\parallel=0$ ), ce qui est dû à la dépendance de l'équation (6.64) de  $\beta_\parallel^2$ . Par conséquent, la radiation émise à  $90^\circ$  a maintenant une polarisation faiblement elliptique.

Du point de vue expérimental, seule une mesure des polarisations linéaires est possible en raison des guides d'onde rectangulaires utilisés. La fonction  $F_y(\beta_\parallel, \theta)$ , c'est-à-dire la

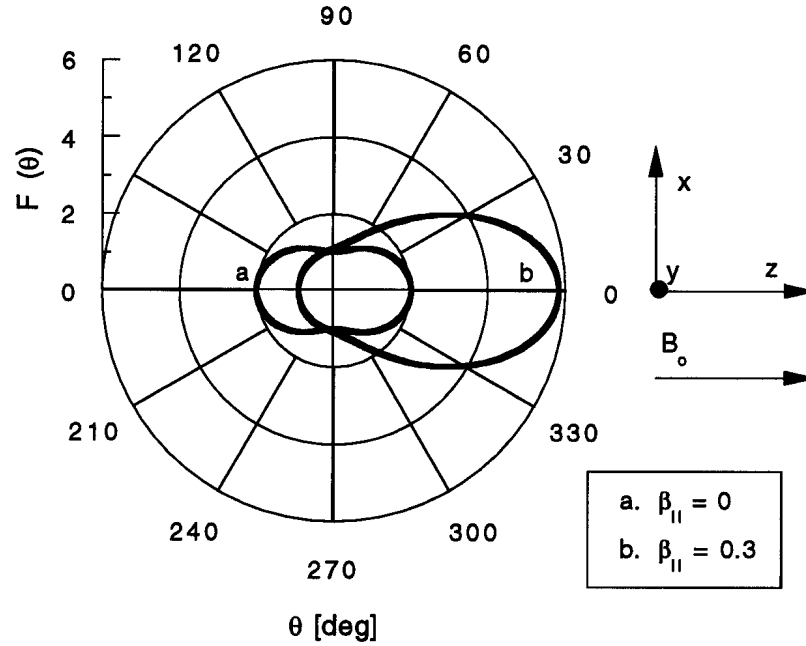


Figure 6.5: Puissance totale rayonnée par un électron en rotation dans le plan  $x$ - $y$  en fonction de l'angle d'émission  $\theta$  pour deux vitesses parallèles  $\beta_{||}$  ; fréquence fondamentale.

puissance associée à une onde polarisée linéairement selon l'axe  $y$  en fonction de l'angle  $\theta$ , est représentée sur la figure 6.3. Le résultat, pour  $\beta_{||} = 0$ , correspond évidemment à un dipôle de Hertz qui oscille dans la direction  $y$ . Or, la puissance émise dans le plan  $x$ - $z$  ne dépend pas de l'angle  $\theta$ . Cette symétrie n'existe plus pour  $\beta_{||} = 0.3$ . La puissance est alors, de nouveau, fortement émise dans la direction de propagation de l'électron. Le rapport entre la puissance émise à  $0^\circ$  et celle émise à  $180^\circ$  est toujours de  $\simeq 6.5$ .

La fonction  $F_{x,z}(\beta_{||}, \theta)$ , c'est-à-dire la puissance associée à une onde polarisée linéairement dans le plan  $x$ - $z$  en fonction de l'angle  $\theta$ , est finalement présentée sur la figure 6.4. La distribution montre la dépendance caractéristique d'un dipôle de  $\sin^2 \theta$  pour  $\beta_{||} = 0$  et, de nouveau, la déformation de la symétrie dans la direction de propagation de l'électron pour  $\beta_{||} = 0.3$ .

Finalement, on note que la distribution en trois dimensions de la puissance émise, dont la dépendance de l'angle  $\theta$  est montrée aux figures 6.3, 6.4 et 6.5, est donnée par une rotation autour de l'axe  $z$  des figures.

Par la suite, seules la fréquence fondamentale ( $m=1$ ) et la composante  $E_y$  du champ électrique seront considérées.

### 6.1.5 Spectre d'émission cyclotron électronique

#### Influence du faisceau d'électrons

Les potentiels de Liénard - Wiechert (Eq. 6.7) représentent une solution de l'équation de Maxwell pour une seule charge qui se propage dans le vide. Ils peuvent néanmoins être appliqués dans le cas du faisceau d'électrons : la dimension caractéristique du faisceau d'électrons est donnée par son épaisseur  $2\Delta r_b \simeq 0.5$  mm. Aux angles d'observation  $\theta > 10^\circ$ , l'épaisseur effective  $2\Delta r_b / \sin \theta$  est donc de l'ordre de la longueur d'onde des ondes émises ( $\simeq 3$  mm à 100 GHz). Une corrélation de position des électrons ne peut donc pas exister et, par conséquent, les effets de dispersion et de corrélation entre les électrons sont négligeables. Le faisceau d'électrons représente alors un plasma optiquement mince (tenuous plasma).

Le coefficient d'absorption  $\tilde{\alpha}$  du faisceau d'électrons est aussi négligeable. Le coefficient peut s'écrire pour un plasma optiquement mince et non-relativiste, intégré sur toute la résonance cyclotron (Eq. 5.2.38 de [102]) :

$$\tilde{\alpha} \simeq \frac{\omega_p^2}{\omega_o c} = \frac{2\pi}{c} \frac{\nu_p^2}{\nu_o}, \quad (6.67)$$

où  $\nu_p$  est la fréquence de plasma électronique :

$$\nu_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_o \gamma m_{o,e}}}. \quad (6.68)$$

Cette fréquence est de l'ordre de 2 GHz pour le faisceau d'électrons à un courant de 10 A. La fréquence cyclotron relativiste  $\nu_o$ , par contre, est de 100 GHz. Le coefficient d'absorption  $\tilde{\alpha}$  est donc de l'ordre de 1 Np\*/m ( $\simeq -8.7$  dB/m). Comme l'épaisseur du faisceau d'électrons annulaire, qui est de 0.5 mm, correspond à une épaisseur effective,  $d$ , de 2 mm à un angle d'observation de  $15^\circ$ , l'épaisseur optique  $\tau$  du faisceau est :

$$\tau = \tilde{\alpha} \cdot 2d \simeq 0.004, \quad (6.69)$$

c'est-à-dire que pratiquement toute l'intensité est transmise. Surtout, la distribution spectrale de puissance rayonnée, qui sera ensuite calculée, n'est pas élargie par absorption résonnante car celle-ci est négligeable.

---

\*. John Napier, Laird of Merchiston, 1550 – 1617

### Distribution spectrale de puissance reçue

Comme le faisceau d'électrons est optiquement mince, l'émission de l'ensemble des électrons est incohérente et donc donnée par l'addition des contributions de chaque électron du faisceau. Or, la distribution spectrale de puissance  $d\bar{P}/d\nu$ , par unité de volume  $dV$  et reçue au point d'observation  $\vec{x}$ , peut s'écrire (Eq. 6.54) :

$$\left. \frac{d^3 \bar{P}_{m=1}}{d\nu d\Omega_s dV} \right|_{y-pol.} = \frac{n_e e^2 \nu^2}{8\epsilon_0 c} \frac{\beta_\perp^2}{1 - \beta_\parallel \cos \theta} \delta \left( (1 - \beta_\parallel \cos \theta) \nu - \nu_o(f_o, \gamma) \right), \quad (6.70)$$

où :

$$\nu_o = \frac{1}{2\pi} \frac{q}{\gamma m_o} B_z = \frac{1}{2\pi} \frac{\Omega_o}{\gamma} \equiv \frac{f_o}{\gamma} = f_o \sqrt{1 - \beta_\parallel^2 - \beta_\perp^2}. \quad (6.71)$$

Dans le cas classique, où la puissance reçue correspond à la puissance émise, la distribution spectrale de puissance par unité de volume  $dV$  et par unité d'angle solide  $d\Omega_s$ , donnée par l'équation (6.70) est aussi appelée : émissivité spectrale.

### Fonction de distribution de vitesse

En introduisant une fonction de distribution de vitesse en deux paramètres  $f(\beta_\perp, \beta_\parallel)$ , normalisée :

$$\int f(\beta_\perp, \beta_\parallel) 2\pi \beta_\perp d\beta_\perp d\beta_\parallel = 1, \quad (6.72)$$

l'équation (6.70) peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \left. \frac{d^3 \bar{P}_{m=1}}{d\nu d\Omega_s dV} \right|_{y-pol.} &= \frac{n_e e^2 \nu^2}{8\epsilon_0 c} \iint \frac{\beta_\perp^2}{1 - \beta_\parallel \cos \theta} f(\beta_\perp, \beta_\parallel) \\ &\quad \times \delta \left( (1 - \beta_\parallel \cos \theta) \nu - \frac{f_o}{\gamma(\beta_\perp, \beta_\parallel)} \right) 2\pi \beta_\perp d\beta_\perp d\beta_\parallel \end{aligned} \quad (6.73)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{\pi n_e e^2 \nu^2}{4\epsilon_0 c} \int \beta_\perp^2(\beta_\parallel, \tilde{\nu}) f(\tilde{\nu}, \beta_\parallel) \delta(\nu - \tilde{\nu}) \frac{\tilde{\nu}}{f_o^2} d\beta_\parallel d\tilde{\nu} \\ &= \frac{\pi n_e e^2}{4\epsilon_0 c} \frac{\nu^3}{f_o^2} \int \beta_\perp^2(\beta_\parallel, \nu) f(\beta_\parallel, \nu) d\beta_\parallel, \end{aligned} \quad (6.74)$$

avec :

$$\tilde{\nu} = \frac{f_o}{1 - \beta_\parallel \cos \theta} \sqrt{1 - \beta_\parallel^2 - \beta_\perp^2}, \quad (6.75)$$

$$\beta_{\perp}(\beta_{\parallel}, \nu) = \sqrt{1 - \beta_{\parallel}^2 - \left(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta\right)^2 \left(\frac{\nu}{f_{\circ}}\right)^2}, \quad (6.76)$$

$$f_{\circ} = \frac{1}{2\pi} \Omega_{\circ} = \frac{1}{2\pi} \frac{q}{m_{\circ}} B_z. \quad (6.77)$$

Alors que la distribution spectrale de l'émission cyclotron relativiste ne dépend que des deux composantes de vitesse  $\beta_{\parallel}$  et  $\beta_{\perp}$ , celle de la diffusion Thomson dépend des trois composantes  $\beta_x, \beta_y$  et  $\beta_{\parallel}$  à la fois. Cela est dû au fait que l'émission cyclotron implique une seule fois l'effet Doppler et dépend ainsi, en plus de l'angle  $\theta$ , de la vitesse parallèle  $\beta_{\parallel}$  et du facteur relativiste électronique  $\gamma$ , c'est-à-dire de la vitesse perpendiculaire  $\beta_{\perp}$ . La diffusion Thomson, par contre, implique deux fois l'effet Doppler. Le déplacement de fréquence ne dépend donc pas du facteur  $\gamma$  mais de la vitesse  $\vec{\beta}$  pour une géométrie de diffusion choisie.

### Faisceau d'électrons monoénergétique

Le calcul du changement relatif d'énergie du faisceau d'électrons dans la région d'interaction par le code DAPHNE (Paragr. 2.3) donne une dispersion en énergie négligeable :

$$\frac{\Delta\gamma}{\bar{\gamma}} = 3 \cdot 10^{-4} \simeq 0. \quad (6.78)$$

On note que le code ne tient pas compte d'une instabilité électrostatique ou électromagnétique du faisceau d'électrons. Une telle instabilité élargit la dispersion en énergie du faisceau et introduit ainsi une fonction de distribution du facteur relativiste  $f(\gamma)$ .

En supposant alors un faisceau d'électrons monoénergétique  $\bar{\gamma} \equiv \gamma_{\circ}$ , les vitesses  $\beta_{\parallel}$  et  $\beta_{\perp}$  ne sont plus des variables indépendantes :

$$\beta_{\perp} = \sqrt{1 - \gamma_{\circ}^{-2} - \beta_{\parallel}^2}. \quad (6.79)$$

Par conséquent, pour une fonction de distribution de vitesse des électrons qui est donnée par la vitesse parallèle  $\beta_{\parallel}$ , l'intégrale (6.73) se réduit à :

$$\begin{aligned} \left. \frac{d^3 \bar{P}_{m=1}}{d\nu d\Omega_s dV} \right|_{y-pol.} &= \frac{n_e e^2 \nu^2}{8 \epsilon_0 c} \int \frac{\beta_{\perp}^2}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta} f(\beta_{\parallel}) \\ &\times \delta \left( \left(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta\right) \nu - \frac{f_{\circ}}{\gamma_{\circ}} \right) d\beta_{\parallel} \end{aligned} \quad (6.80)$$

$$\begin{aligned}
\left. \frac{d^3 \bar{P}_{m=1}}{d\nu d\Omega_s dV} \right|_{y-pol.} &= \frac{n_e e^2 \nu^2}{8 \epsilon_o c} \int \frac{1 - \gamma_o^{-2} - \beta_{\parallel}^2}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta} \frac{1}{\nu \cos \theta} \\
&\quad \times f(\beta_{\parallel}) \delta \left( \beta_{\parallel} - \left( \frac{\nu - f_o/\gamma_o}{\nu \cos \theta} \right) \right) d\beta_{\parallel} \\
&= \frac{n_e e^2}{8 \epsilon_o c} \frac{\gamma_o}{f_o \cos \theta} \nu^2 \left( 1 - \gamma_o^{-2} - \beta_{\parallel}^2(\nu) \right) f(\beta_{\parallel}(\nu)) \quad (6.81)
\end{aligned}$$

$$\equiv \frac{n_e e^2}{8 \epsilon_o c} \frac{\gamma_o}{f_o \cos \theta} A(\nu, \gamma_o, \theta) f(\beta_{\parallel}(\nu)) , \quad (6.82)$$

avec :

$$\beta_{\parallel}(\nu) = \frac{1}{\cos \theta} \left( 1 - \frac{f_o}{\gamma_o \nu} \right) . \quad (6.83)$$

La distribution spectrale de la puissance reçue de rayonnement cyclotron d'un faisceau monoénergétique est donc principalement déterminée par la fonction de distribution de vitesse des électrons  $f(\beta_{\parallel}(\nu))$ .

L'intégration de la distribution spectrale de puissance reçue (Eq. 6.81) sur  $\nu$  correspond, pour des distributions assez étroites et en tenant compte du facteur  $(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)$ , au premier terme de la puissance émise (Eq. 6.60) :

$$\left. \frac{d\bar{P}_{m=1}}{d\Omega_s} \right|_{y-pol.} = \frac{e^2}{8 \epsilon_o c} \frac{\gamma_o}{f_o} \int \left( 1 - \gamma_o^{-2} - \beta_{\parallel}^2(\nu) \right) \frac{\nu^2}{\cos \theta} f(\beta_{\parallel}(\nu)) d\nu \quad (6.84)$$

$$\simeq \frac{e^2 \nu_o^2}{8 \epsilon_o c} \frac{1 - \gamma_o^{-2} - \bar{\beta}_{\parallel}^2}{\left( 1 - \bar{\beta}_{\parallel} \cos \theta \right)^2} , \quad (6.85)$$

avec :

$$\int f(\beta_{\parallel}) d\beta_{\parallel} = 1 . \quad (6.86)$$

Enfin, la distribution spectrale de puissance reçue  $\bar{P}$ , par unité d'angle solide  $d\Omega_s$  et par unité de volume  $dV$ , associée à une onde électromagnétique, polarisée linéairement dans le plan  $x$ - $z$ , est donnée, dans le cas d'un faisceau d'électrons monoénergétique, par :

$$\left. \frac{d^3 \bar{P}_{m=1}}{d\nu d\Omega_s dV} \right|_{x/z-pol.} = \frac{n_e e^2}{8 \epsilon_o c} \left( \frac{\gamma_o}{f_o} \right)^3 \frac{\nu^4}{\cos \theta} \left( 1 - \gamma_o^{-2} - \beta_{\parallel}^2(\nu) \right) \left( \cos \theta - \beta_{\parallel}(\nu) \right)^2 f(\beta_{\parallel}(\nu)) . \quad (6.87)$$

### 6.1.6 Approximation du spectre

Comme la distribution spectrale de la puissance reçue ne diffère que légèrement de la distribution spectrale de la puissance émise pour un faisceau d'électrons faiblement relativistes, le spectre mesuré, c'est-à-dire la distribution spectrale de la puissance reçue, sera ensuite appelé : spectre d'émission cyclotron électronique ou simplement spectre.

Supposons une distribution maxwellienne classique de la vitesse parallèle  $\beta_{\parallel}$  des électrons faiblement relativistes qui est normalisée à 1 :

$$f(\beta_{\parallel}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Delta\beta_{\parallel}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\beta_{\parallel} - \bar{\beta}_{\parallel}}{\Delta\beta_{\parallel}} \right)^2 \right] ; \quad (6.88)$$

$\bar{\beta}_{\parallel}$  est la valeur moyenne de la distribution et  $\Delta\beta_{\parallel}$  l'écart standard de  $\bar{\beta}_{\parallel}$ , c'est-à-dire :

$$f(\bar{\beta}_{\parallel} \pm \Delta\beta_{\parallel}) \simeq 0.61 \cdot f(\bar{\beta}_{\parallel}) , \quad (6.89)$$

$$\int_{\bar{\beta}_{\parallel} - \Delta\beta_{\parallel}}^{\bar{\beta}_{\parallel} + \Delta\beta_{\parallel}} f(\beta_{\parallel}) d\beta_{\parallel} = 0.68 . \quad (6.90)$$

La distribution de vitesse s'écrit alors, à l'aide de l'équation (6.83), en fonction de la fréquence  $\nu$  :

$$f(\beta_{\parallel}(\nu)) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Delta\beta_{\parallel}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\nu - \bar{\nu}}{\Delta\nu} \right)^2 \left( \frac{\bar{\nu}}{\nu} \right)^2 \right] , \quad (6.91)$$

avec :

$$\int f(\beta_{\parallel}(\nu)) \beta'_{\parallel}(\nu) d\nu = \int f(\beta_{\parallel}) d\beta_{\parallel} = 1 . \quad (6.92)$$

Or, la distribution de vitesse en fonction de la fréquence,  $f(\beta_{\parallel}(\nu))$ , n'est plus symétrique par rapport à la fréquence moyenne  $\bar{\nu}$ . Au premier ordre, l'élargissement du spectre est donné par :

$$\left. \frac{\Delta\nu}{\bar{\nu}} \right|_{\gamma=\gamma_0} = \frac{\bar{\beta}_{\parallel} \cos \theta}{1 - \bar{\beta}_{\parallel} \cos \theta} \frac{\Delta\beta_{\parallel}}{\bar{\beta}_{\parallel}} . \quad (6.93)$$

Il dépend évidemment de la dispersion relative de vitesse,  $\Delta\beta_{\parallel}/\bar{\beta}_{\parallel}$ , et de l'angle d'observation,  $\theta$ . L'élargissement est maximal pour  $\theta=0^\circ$  tandis qu'il est de zéro pour  $\theta=90^\circ$ . Pour augmenter la résolution spectrale, un angle  $\theta$  proche de  $0^\circ$  est favorable. Dans l'expérience,  $\theta=15^\circ$  a été choisi (Paragr. 6.2.1) pour ne pas intercepter le faisceau d'électrons. Une vitesse moyenne  $\bar{\beta}_{\parallel}=0.3$  et une dispersion de vitesse  $\Delta\beta_{\parallel}/\bar{\beta}_{\parallel}=10\%$  correspondent donc à un élargissement relatif de la fréquence  $\Delta\nu/\bar{\nu}=4\%$  et la fréquence moyenne  $\bar{\nu}$  du spectre est de 141 GHz en supposant une fréquence cyclotron relativiste de 100 GHz.



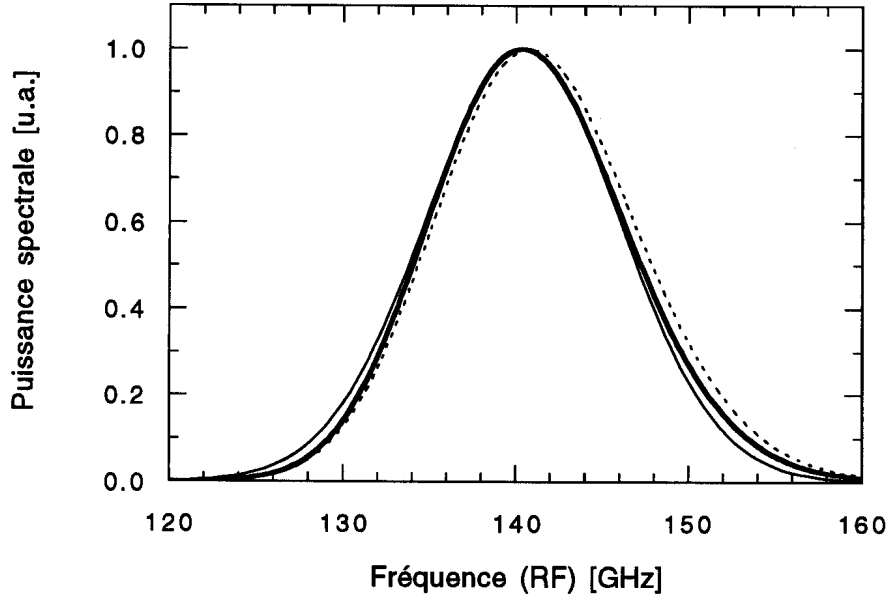


Figure 6.6: Spectre normalisé d'émission cyclotron électronique (ligne épaisse) et son ajustement par une fonction gaussienne (ligne mince); en pointillé:  $f(\beta(\nu))$ ;  $\bar{\beta}_{\parallel}=0.3$ ,  $\delta\beta_{\parallel}=10\%$ ,  $\nu_o=100$  GHz,  $\theta=15^\circ$ .

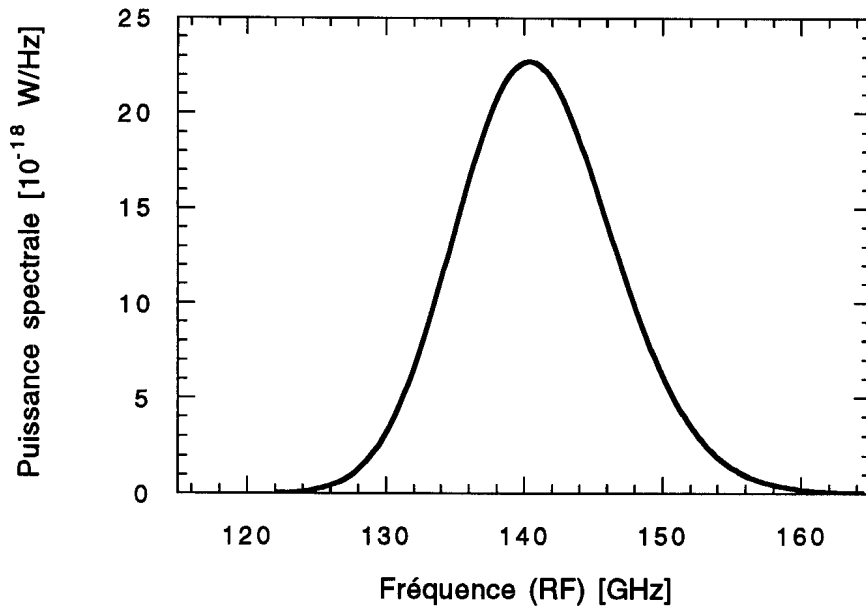


Figure 6.7: Spectre absolu d'émission cyclotron électronique;  $\bar{\beta}_{\parallel}=0.3$ ,  $\delta\beta_{\parallel}=10\%$ ,  $\nu_o=100$  GHz,  $\theta=15^\circ$ ,  $n_e=10^{16} \text{ m}^{-3}$  ( $I_b=1$  A),  $V=0.6 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$ ,  $\Delta\Omega_s=10$  msr.

Le développement linéaire du terme :

$$\left(\frac{\bar{\nu}}{\nu}\right)^2 = \left(\frac{\bar{\nu}}{\bar{\nu} \pm \Delta\bar{\nu}}\right)^2 \simeq 1 \mp 2 \frac{\Delta\bar{\nu}}{\bar{\nu}} \quad (6.94)$$

permet d'approcher la fonction  $f(\nu)$  :

$$f(\nu) \simeq \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\nu - \bar{\nu}}{\Delta\nu} \right)^2 \left( 1 \mp 2 \frac{\Delta\bar{\nu}}{\bar{\nu}} \right) \right] \quad (6.95)$$

$$\simeq \left\{ 1 \pm \frac{\Delta\bar{\nu}}{\bar{\nu}} \right\} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\nu - \bar{\nu}}{\Delta\nu} \right)^2 \right]. \quad (6.96)$$

Comme l'élargissement Doppler est relativement faible, le spectre reste alors bien approché par une distribution gaussienne dans la largeur  $\Delta\nu/\bar{\nu}$  tandis que la déviation devient évidemment plus importante dans les ailes du spectre.

### Facteur $A(\nu, \gamma_o, \theta)$

Jusqu'à présent, le facteur  $A(\nu, \gamma_o, \theta)$  de l'équation (6.82) :

$$A(\nu, \gamma_o, \theta) = \nu^2 \left( 1 - \gamma_o^{-2} - \beta_{\parallel}^2(\nu) \right) \quad (6.97)$$

$$= \left( 1 - \frac{1}{\gamma_o^2} - \frac{1}{\cos^2 \theta} \right) \nu^2 + \frac{2f_o}{\gamma_o \cos^2 \theta} \nu - \left( \frac{f_o}{\gamma_o \cos \theta} \right)^2 \quad (6.98)$$

$$\equiv a_2 \nu^2 + a_1 \nu + a_o \quad (6.99)$$

a été négligé. Il s'agit d'une parabole ouverte vers le bas,  $a_2 < 0$ , dont le sommet se trouve à une fréquence  $\nu_s$  :

$$\nu_s = -\frac{a_1}{2a_2} = \frac{f_o}{\gamma_o(\sin^2 \theta + \gamma_o^{-2})} \quad (6.100)$$

qui est de 121 GHz pour  $\theta = 15^\circ$  et  $\gamma_o = 1.137$ . Le spectre se situe autour de 140 GHz, c'est-à-dire dans la région où le facteur diminue en fonction de la fréquence. Comme le changement relatif :

$$\left. \frac{A'(\nu)}{A(\nu)} \right|_{140 \text{ GHz}} = \left. \frac{2a_2 \nu + a_1}{A(\nu)} \right|_{140 \text{ GHz}} \simeq 1 \% \quad (6.101)$$

reste cependant faible, le déplacement aux plus basses fréquences est pratiquement négligeable (Fig. 6.6). Or, le spectre est dominé par la distribution de vitesse, c'est-à-dire par  $f(\beta(\nu))$ .

## Analyse du spectre

Pour analyser un spectre mesuré, la fréquence moyenne et son écart standard sont ajustés par la méthode des moindres carrés (least square fit) en utilisant les équations (6.81) et (6.91) et le paramètre  $\gamma_0$  calculé par DAPHNE. A partir de deux paramètres déterminés,  $\bar{\nu}$  et  $\Delta\nu$ , la vitesse moyenne  $\bar{\beta}_{\parallel}$  et sa demi-largeur relative  $\delta\beta_{\parallel}$  sont données par les relations :

$$\bar{\beta}_{\parallel} = \frac{1}{\cos \theta} \left( 1 - \frac{f_0}{\gamma_0 \bar{\nu}} \right), \quad (6.102)$$

$$\delta\beta_{\parallel} = \frac{\Delta\beta_{\parallel}}{\bar{\beta}_{\parallel}} = \frac{1 - \bar{\beta}_{\parallel}}{\bar{\beta}_{\parallel} \cos \theta} \frac{\Delta\nu}{\bar{\nu}}. \quad (6.103)$$

## Spectre absolu

La distribution spectrale absolue de puissance du spectre est donnée sur la figure 6.7 en supposant une densité électronique de  $10^{16} \text{ m}^{-3}$  ( $I_b = 1 \text{ A}$ ,  $\beta_{\parallel} = 0.3$ ), un angle solide de  $10 \text{ msr}$  et un volume observé de  $0.6 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$ . La puissance totale reçue est de  $32 \mu\text{W}$  ( $-15 \text{ dBm}^*$ ) tandis que la puissance maximale reçue à  $140 \text{ GHz}$  est de  $2 \text{ nW}$  ( $-56 \text{ dBm}$ ) dans une bande de fréquence de  $100 \text{ MHz}$ . Cet ordre de grandeur de puissance peut être facilement détecté.

### 6.1.7 Effets d'élargissement

A côté de l'élargissement Doppler qui est utilisé pour déterminer la distribution de vitesse du faisceau d'électrons, il faut tenir compte d'élargissements supplémentaires du spectre qui peuvent évidemment le modifier.

#### 6.1.7.1 Elargissement par effet relativiste

L'élargissement de la fréquence en fonction du paramètre  $\gamma$  est au premier ordre donné par :

$$\left. \frac{\Delta\nu}{\bar{\nu}} \right|_{\beta, \theta, B_z} = -\frac{\Delta\gamma}{\bar{\gamma}}. \quad (6.104)$$

La largeur  $\Delta\gamma/\bar{\gamma}$  calculée par le code DAPHNE est de  $0.03 \%$ . L'élargissement en fréquence correspondant n'est donc que  $30 \text{ MHz}$ , c'est-à-dire qu'il est négligeable. Une vérification de cette largeur à l'aide d'une mesure à  $90^\circ$  reste difficile car l'élargissement transversal sera perturbé par l'effet Doppler en raison de l'étendue finie de l'angle d'observation  $\theta$ .

---

\*. Alexander Graham Bell, 1847 – 1922

Par contre, l'interaction du faisceau avec l'onde électromagnétique du résonateur diminue l'énergie des électrons faiblement relativistes et donc le paramètre  $\gamma$ . L'efficacité des électrons  $\eta_e$  est donnée par la relation :

$$\eta_e = \frac{\gamma_{av} - \bar{\gamma}_{ap}}{\gamma_{av} - 1}, \quad \bar{\gamma}_{ap} = \frac{1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} \gamma_i(L), \quad (6.105)$$

où  $\gamma_{av}$  et  $\bar{\gamma}_{ap}$  sont respectivement les facteurs relativistes avant et après l'interaction du faisceau avec l'onde électromagnétique du résonateur ; ce dernier étant la valeur moyenne calculée après la région d'interaction d'une longueur  $L$ . L'efficacité est le rapport de l'énergie des électrons transmise à l'onde électromagnétique dans la région d'interaction à l'énergie initiale des électrons. En supposant une efficacité de 20 %, la baisse du facteur  $\gamma$  est de 2–3 %. Le changement de la fréquence (Eq. 6.104) est donc du même ordre que l'élargissement Doppler qui est  $\simeq 4\%$  pour une distribution de vitesse  $\Delta\beta_{\parallel}/\beta_{\parallel} = 10\%$ . Par conséquent, il faut supprimer l'interaction entre le faisceau d'électrons et l'onde électromagnétique, c'est-à-dire l'émission spontanée des électrons. Une plaque absorbante en Macor<sup>TM</sup> (épaisseur : 12.5 mm) a donc été placée sous un angle très faible ( $5^\circ$ ) par rapport à l'axe du résonateur juste avant un des deux miroirs du résonateur.

#### 6.1.7.2 Elargissement par étendue d'angle d'observation

L'effet d'élargissement par étendue d'angle d'observation, qui peut être importante à cause de la distance finie entre le cornet à micro-ondes et le faisceau d'électrons (Fig. 6.12), est présenté à la figure 6.8, où chaque spectre a été normalisé. Les lignes continues montrent trois spectres pour trois angles d'observation  $\theta$  en négligeant l'étendue de l'angle ( $\Delta\theta=0$ ). Les pointillés correspondent aux mêmes spectres en supposant une étendue de l'angle d'observation de  $\Delta\theta=\pm 5^\circ$ . D'abord, les spectres deviennent de plus en plus étroits pour de plus grands angles, comme cela a déjà été mentionné plus haut. Ensuite, un élargissement du spectre de 1–2 GHz se produit à partir d'un angle de  $45^\circ$ . Il s'agit alors des spectres d'une résolution mineure qui sont perturbés par cet effet. Mais on constate surtout que, pour l'angle d'observation  $\theta$  de  $15^\circ$ , qui a finalement été choisi à cause de la meilleure résolution spectrale (Paragr. 6.2.1), l'étendue de l'angle d'observation n'a aucune importance.

#### 6.1.7.3 Elargissement par temps de vol

Un effet supplémentaire, qui a été négligé jusqu'à présent, est l'élargissement de la fréquence cyclotron,  $\omega_o$ , en raison du temps de vol,  $T$ , des électrons à travers le volume d'observation (Fig. 6.12). L'intégrale (6.42) a été calculée pour un temps « infini » de  $-\infty$

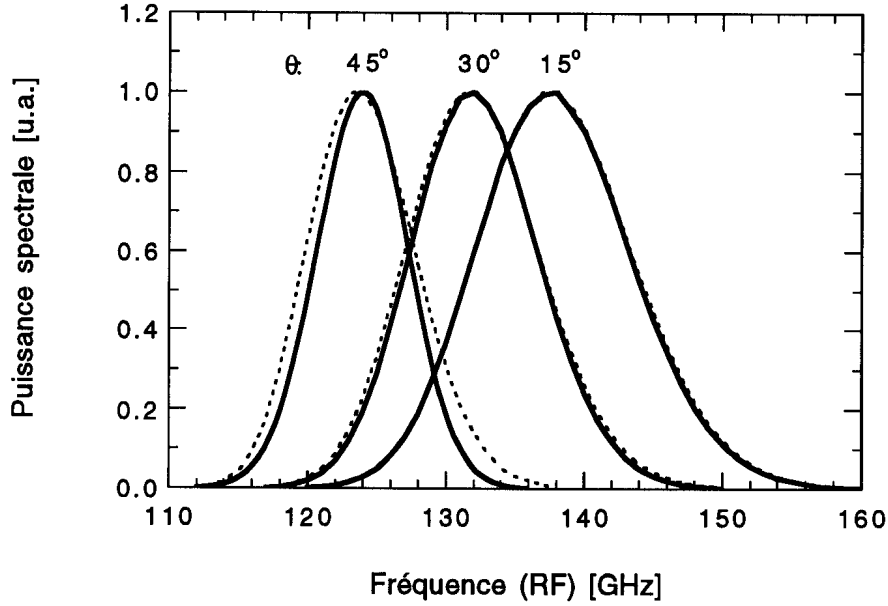


Figure 6.8: Elargissement du spectre par étendue d'angle d'observation,  $\Delta\theta$ ; ligne continue: angle  $\theta$  sans étendue ( $\Delta\theta = 0^\circ$ ); en pointillé: angle  $\theta$  avec étendue  $\Delta\theta = \pm 5^\circ$ ; chaque spectre est normalisé à un;  $\bar{\beta}_{||} = 0.3$ ,  $\delta\beta_{||} = 10\%$ ,  $\nu_o = 98$  GHz.

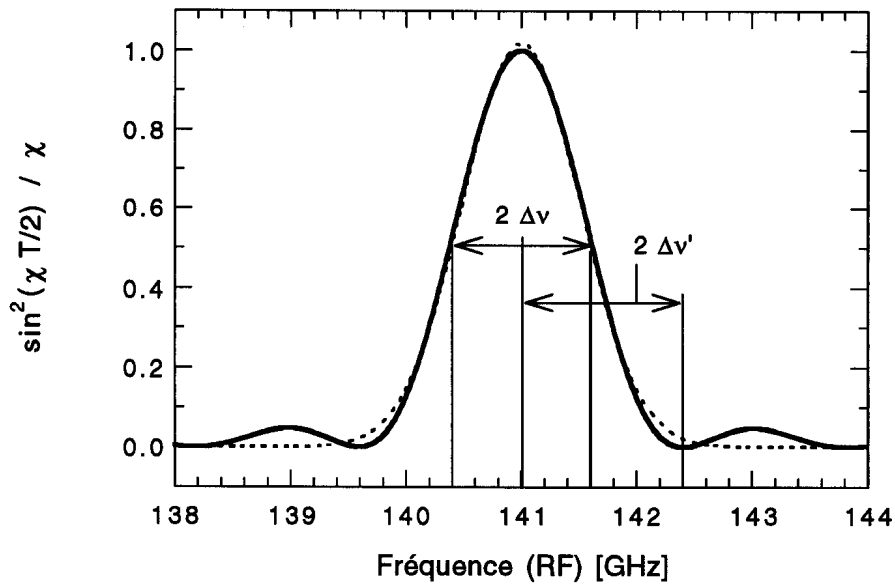


Figure 6.9: Elargissement de la fréquence cyclotron  $\nu_c (= \nu_o/[1 - \beta \cos \theta])$  par temps de vol; en pointillé: ajustement par une fonction gaussienne; son écart standard est de 0.5 GHz;  $T = 1$  ns,  $\theta = 15^\circ$ ,  $\bar{\beta}_{||} = 0.3$ ,  $\nu_o \simeq 100$  GHz.

jusqu'à  $+\infty$ , c'est-à-dire pour des temps « suffisamment grands » par rapport à la période d'oscillation comme on le verra plus loin. La vitesse parallèle  $\beta_{\parallel} \simeq 0.3$ , par contre, permet seulement un temps d'observation de l'ordre de 1 ns (Paragr. 6.2.1) ce qui correspond à un élargissement de  $\simeq 1$  GHz. De manière plus quantitative, l'intégrale (6.42) en fonction du temps d'observation  $T$  est donnée par :

$$\int_{-T/2}^{T/2} e^{i\chi t} dt = 2 \frac{\sin(\chi T/2)}{\chi} \equiv T \operatorname{sinc}(\chi T/2) , \quad (6.106)$$

où :

$$\chi = (1 - \beta_{\parallel} \cos \theta) \omega - \omega_0 . \quad (6.107)$$

Le spectre d'une fréquence initialement monochromatique à 100 GHz est présenté sur la figure 6.9 pour  $T=1$  ns. Il est ajusté par une fonction gaussienne. Son écart standard est de 0.50 GHz et ainsi légèrement plus petit que l'écart de la fonction sinc qui est de 0.55 GHz. Les écarts correspondent donc à l'approximation faite plus haut.

### Expression approximative de la largeur

Une expression approximative de la largeur  $\Delta\nu$  due au temps de vol est donnée par l'estimation suivante : la différence entre les arguments qui donnent les valeurs maximale et zéro de la fonction sinc correspond à une limite supérieure de la largeur complète à  $e^{-0.5}$  du spectre (Fig. 6.9). L'approximation est donc donnée par la relation :

$$\frac{2}{\chi} \sin(\chi T/2) = 0 , \quad (6.108)$$

et ainsi (Eq. 6.107) :

$$\omega - \omega_c = \omega - \frac{\omega_0}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta} = \frac{2\pi}{T(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)} . \quad (6.109)$$

Ensuite, la demi-largeur  $\Delta\nu$  peut s'écrire :

$$\Delta\nu < \Delta\nu' = \frac{1}{2T(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)} \simeq 0.7 \text{ GHz} , \quad (6.110)$$

et ensuite par :

$$\left. \frac{\Delta\nu}{\nu_c} \right|_T < \frac{f_0}{2\gamma_0} \frac{1}{T} = \frac{1}{2} \frac{c\gamma_0}{f_0 L} \bar{\beta}_{\parallel} , \quad (6.111)$$

$$\nu_c = \frac{f_0}{\gamma_0(1 - \beta \cos \theta)} ; \quad (6.112)$$

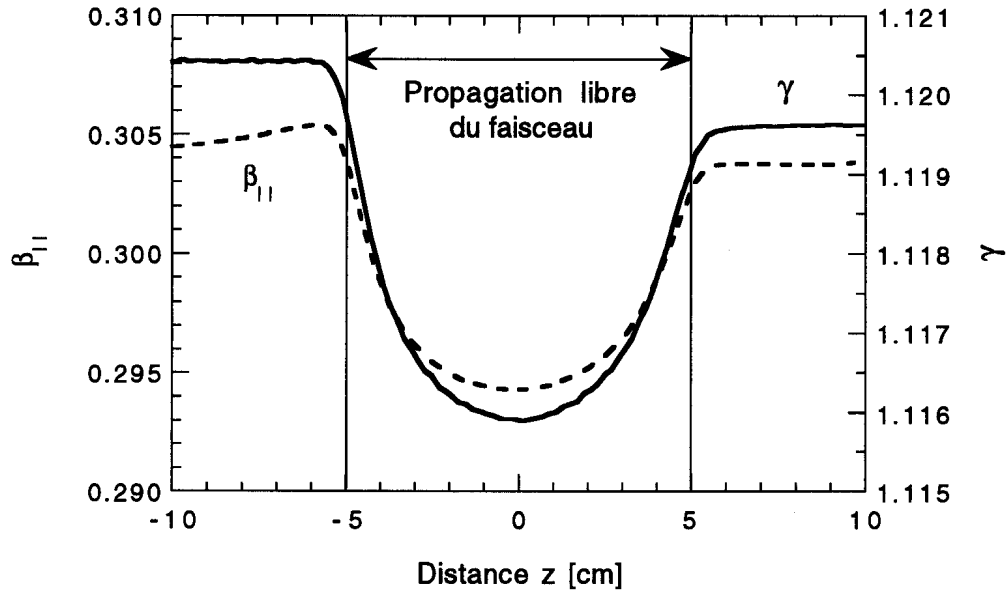


Figure 6.10: Variation de la vitesse parallèle,  $\beta_{||}$ , et du paramètre relativiste,  $\gamma$ , dans la région d'interaction due à la dépression de potentiel;  $V_c = -62$  kV,  $V_{mod} = 27.5$  kV,  $I_b = 4.5$  A.

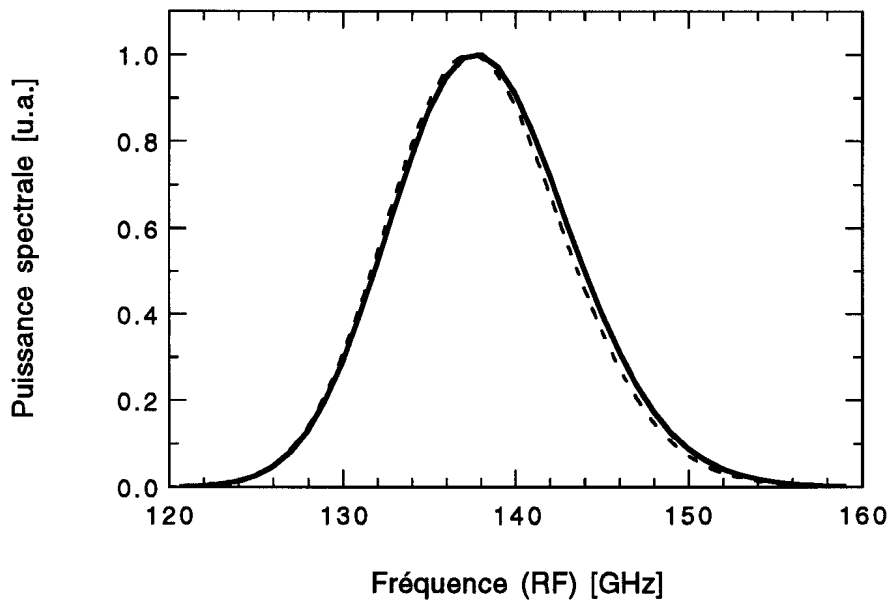


Figure 6.11: Spectre d'émission cyclotron (ligne continue) en tenant compte de la dépression de potentiel entre  $z = -5$  cm et  $z = 3$  cm; en pointillé: spectre pour  $z = 0$  cm et  $\theta = 15^\circ$ ;  $V_c = -62$  kV,  $V_{mod} = 27.5$  kV,  $I_b = 4.5$  A,  $\bar{\theta} = 15^\circ$ .

$L$  est la longueur du volume d'observation ( $L = 100$  mm). En supposant ensuite une largeur relative  $\Delta\beta_{\parallel}/\bar{\beta}_{\parallel} = 10\%$ , l'équation (6.111) montre que le changement de l'élargissement est de l'ordre de  $10\%$ , c'est-à-dire de  $0.05$  GHz. Par conséquent, l'effet de la distribution de vitesse sur l'élargissement par temps de vol est négligeable.

Pour tenir compte de l'effet d'élargissement par temps de vol, une largeur de  $0.5$  GHz a finalement été soustraite de la largeur de chaque spectre mesuré.

#### 6.1.7.4 Effet de charge d'espace DC

La non-neutralité du faisceau d'électrons est la source d'un champ électrique DC qui peut être calculé à partir de l'équation de Poisson :

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} . \quad (6.113)$$

La symétrie cylindrique du conduit du faisceau d'électrons et de la région d'interaction implique que seules des composantes radiale  $E_r$  et longitudinale  $E_z$  sont générées. La composante radiale  $E_r$  qui est proportionnelle au rapport  $\nu_p/\nu_o$  peut être négligée étant donné la faible valeur du rapport de  $0.02$  (P. 61 de [38]). La composante longitudinale  $E_z$ , par contre, diminue l'énergie cinétique parallèle des électrons. L'effet est évidemment moins important pour un faible courant et, donc, pour une faible densité électronique mais il limite le courant à un courant maximal qui peut traverser le conduit du faisceau [106, 107, 108]. Comme la diminution de l'énergie dans le conduit du faisceau à  $4.5$  A n'est que de  $0.5$  kV, on est cependant encore assez loin de cette limite qui est, pour nos conditions, de l'ordre de  $75$  A. L'importance de la composante longitudinale  $E_z$  est, par contre, plus forte dans la région d'interaction où le faisceau n'est plus confiné par le conduit métallique proche qui est au potentiel zéro. La figure 6.10 montre les variations du potentiel et de la vitesse parallèle pour un courant de  $4.5$  A et pour une distance entre les deux conduits du faisceau de  $100$  mm. Le calcul a été fait par le code DAPHNE.

L'influence de la variation de la vitesse et du facteur relativiste dans la région d'interaction sur le spectre d'émission cyclotron électronique est présentée sur la figure 6.11. Le spectre a été calculé par intégration de la distribution spectrale de puissance de  $z = -5$  cm à  $z = 3$  cm en observant le faisceau d'électrons au point  $z = 0$  cm à une distance de  $12$  cm et à un angle de  $15^\circ$ . La comparaison par rapport au spectre non-intégré ( $z = 0$  cm,  $\theta = 15^\circ$ ) montre cependant que le changement du spectre reste négligeable.



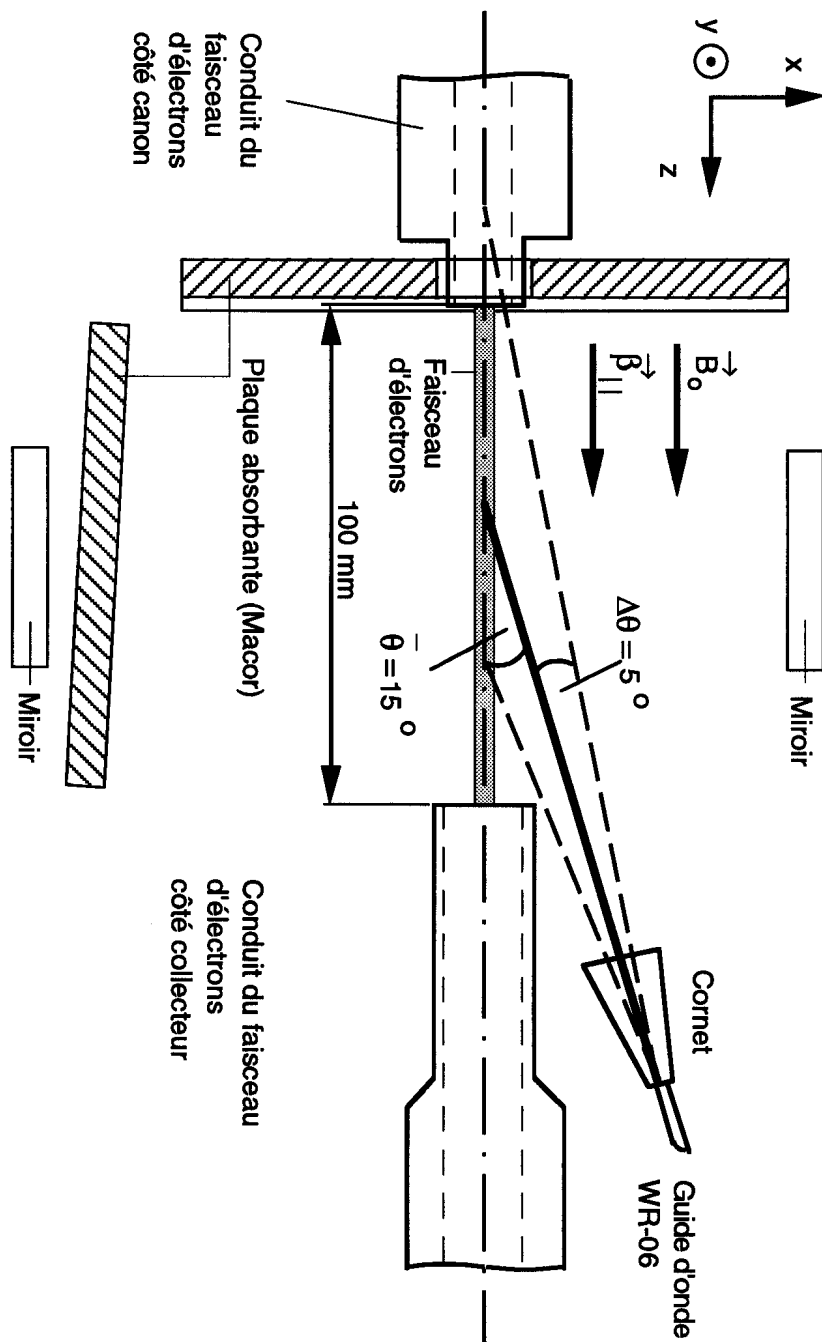


Figure 6.12: Schéma de la détection de l'émission cyclotron électronique dans la région d'interaction du gyrotron quasi-optique.

## 6.2 Dispositif expérimental

### 6.2.1 Installation dans l'enceinte à vide

Un schéma de l'expérience dans l'enceinte à vide est indiqué sur la figure 6.12. La distance entre les deux conduits du faisceau d'électrons dans la région d'interaction est de 100 mm. Un cornet rectangulaire en bande-D (WR-06) (Hughes: 45828H-1020) est placé à un angle  $\theta = 15^\circ$  et à une distance de 120 mm. Pratiquement toute la région de propagation libre du faisceau se trouve ainsi dans la bande de  $-3$  dB du gain de cornet ( $\Delta\theta \pm 5^\circ$ ). Une fenêtre de mica (silicate alumineux) (Aerowave) de  $\simeq 30 \mu\text{m}$  d'épaisseur et de 15 mm de diamètre sépare le vide de la pression atmosphérique. Une feuille de mylar (polyéthylène tétraphthalate), placée entre deux morceaux de guide d'onde à l'extérieur de l'enceinte, découple galvaniquement la masse du gyrotron de la masse du circuit électrique du mélangeur.

#### Plaque en Macor™

La mesure absolue de l'émission cyclotron électronique d'un plasma thermonucléaire peut être fortement perturbée par des réflexions multiples dans l'enceinte dans le cas d'un plasma d'une épaisseur optique  $\tau < 2.5$ . Un piège de lumière (view dump) qui réduit énormément le bruit de fond est donc normalement utilisé [109]. Par contre, comme une mesure relative est suffisante pour déterminer la distribution de vitesse du faisceau d'électrons, le bruit de fond par réflexion multiple est seul perturbateur si son spectre n'est pas constant. La distribution spectrale relative de puissance, associée aux ondes émises de  $0^\circ$  à  $180^\circ$  polarisées linéairement par rapport à l'axe  $y$ , est représentée sur la figure 6.14 dans la bande de fréquence du spectromètre de 130–148 GHz. La vitesse parallèle moyenne  $\bar{\beta}_\parallel$  est de 0.3 d'une largeur  $\delta\beta_\parallel = 10\%$  et la fréquence cyclotron relativiste est de 98 GHz. La diminution de la courbe vers les plus basses fréquences, c'est-à-dire pour de plus grands angles d'émission  $\theta$ , est due à l'effet relativiste qui a été discuté au paragraphe 6.1.4. La distribution spectrale diminue finalement vers les plus hautes fréquences, parce que la largeur de la distribution est, tout comme son déplacement par l'effet Doppler, limitée. La variation de la distribution spectrale de puissance émise est alors de l'ordre de 1 dB dans la bande de fréquence de 130–140 GHz et de 6 dB dans la bande de 140–148 GHz. En négligeant l'effet de dépolarisation provoqué par les réflexions à l'intérieur de l'enceinte, un piège de lumière est donc surtout nécessaire pour les mesures effectuées aux plus hautes fréquences.

Il faut noter que l'émission aux angles  $\theta$  plus grands que  $90^\circ$ , c'est-à-dire dans la

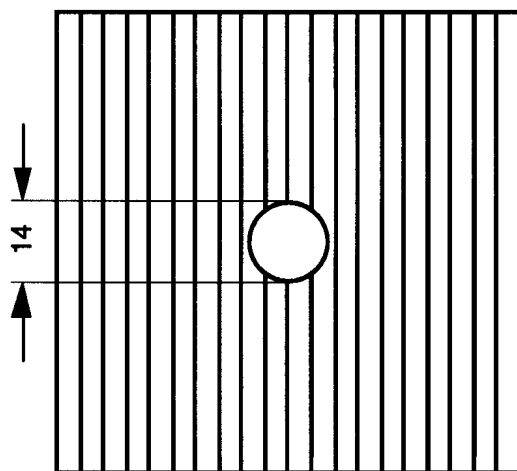
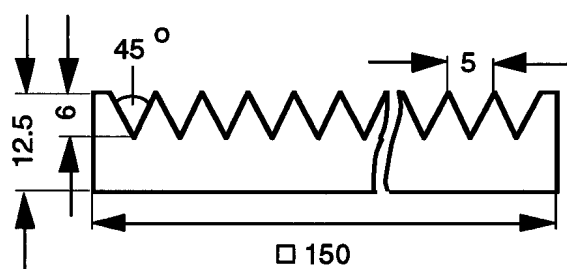


Figure 6.13: Schéma de la plaque absorbante en Macor<sup>TM</sup> utilisée comme piège de lumière (view dump).

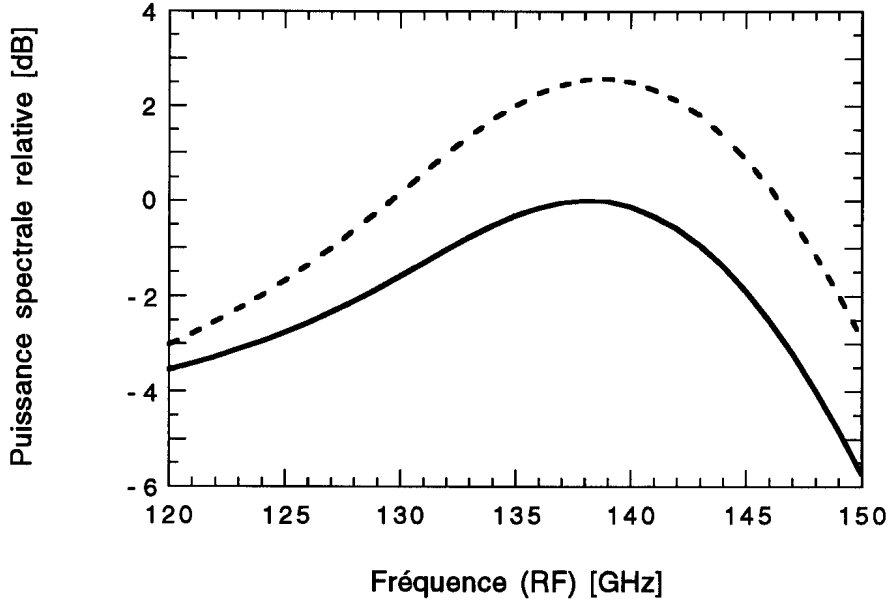


Figure 6.14 : Distribution spectrale relative de puissance émise par le faisceau d'électrons de  $\theta=0^\circ$  à  $\theta=180^\circ$  entre 120 et 150 GHz (bruit de fond) ; en pointillé : puissance totale ; ligne continue : puissance associée à une onde polarisée linéairement selon l'axe  $y$  ;  $\bar{\beta}_{\parallel}=0.3$ ,  $\delta\beta_{\parallel}=10\%$ ,  $\nu_o=98$  GHz.

partie de l'enceinte qui est opposée au cornet, génère des fréquences plus petites que la fréquence cyclotron et qu'elle ne perturbe donc en rien.

Pour diminuer le bruit de fond, une plaque absorbante en Macor<sup>TM</sup> a été placée avant le conduit du faisceau d'électrons du côté du canon en couvrant ainsi la région d'ouverture du cornet (Fig. 6.12, 6.13). Macor<sup>TM</sup> a été choisi à cause de son usinabilité et de sa compatibilité avec le vide, même si le coefficient d'absorption  $\alpha=1.0-1.4$  Np/cm est relativement faible dans la bande de fréquence de 120 à 150 GHz [98]. La réflexion est de 17 % pour un angle d'incidence  $\theta=0^\circ$  (l'index de réfraction  $n=2.80$ ). Des rainures, fraisées dans la plaque, diminuent la réflexion, qui a été mesurée pour différentes polarisations du champ électrique et différentes orientations de la plaque, à 2–3 %.

Une deuxième plaque absorbante en Macor<sup>TM</sup> a été placée, sous un angle très faible ( $5^\circ$ ), avant un des deux miroirs pour supprimer l'interaction entre les électrons et l'onde électromagnétique du résonateur (Fig. 6.12). Le spectre mesuré reste ainsi dominé par l'effet Doppler.

## 6.2.2 Système de détection hétérodyne

### 6.2.2.1 Principe fondamental

La détection hétérodyne est une méthode standard dont le domaine des fréquences s'étend de la bande radio ( $< 1$  GHz) jusqu'à la bande micro-onde et optique ( $> 1$  GHz). Le dispositif principal est un élément non-linéaire, un mélangeur, qui permet de générer une fréquence intermédiaire  $\omega_{\text{IF}}$  (IF) à partir d'un signal de fréquence  $\omega_{\text{RF}}$  (RF) et d'un oscillateur local de fréquence  $\omega_{\text{LO}}$  (LO). En supposant deux signaux de même polarisation :

$$E_{\text{RF}} = E_{\text{RF}}^{\circ} \cos(\omega_{\text{RF}} t - \delta_{\text{RF}}) , \quad (6.114)$$

$$E_{\text{LO}} = E_{\text{LO}}^{\circ} \cos(\omega_{\text{LO}} t - \delta_{\text{LO}}) , \quad (6.115)$$

la puissance  $P_s$  à la sortie d'un élément quadratique est donnée par :

$$P_s \sim P_{\text{RF}} + P_{\text{LO}} + 2 \sqrt{P_{\text{RF}} P_{\text{LO}}} \cos(\omega_{\text{IF}} t - \delta_{\text{IF}}) , \quad (6.116)$$

où :

$$\omega_{\text{IF}} = |\omega_{\text{RF}} - \omega_{\text{LO}}| , \quad (6.117)$$

$$\delta_{\text{IF}} = \delta_{\text{RF}} - \delta_{\text{LO}} . \quad (6.118)$$

Une bande latérale double (DSB : Double Side Band) se situe donc autour de la fréquence de l'oscillateur local LO dont la bande latérale inférieure (LSB : Lower Side Band) et la bande latérale supérieure (USB : Upper Side Band) sont données par :

$$\omega_{\text{RF}} = \omega_{\text{LO}} - \omega_{\text{IF}} \quad (\text{LSB}) , \quad (6.119)$$

$$\omega_{\text{RF}} = \omega_{\text{LO}} + \omega_{\text{IF}} \quad (\text{USB}) . \quad (6.120)$$

La bande dans laquelle se trouve le signal à mesurer est évidemment la « bande de signal » tandis que l'autre est appelée « bande d'image ». Si la bande d'image est supprimée par le système hétérodyne, on parle d'une bande latérale unique (SSB : Single Side Band). On note que la fréquence  $\omega_{\text{IF}} = \omega_{\text{RF}} - \omega_{\text{LO}}$  et les réponses parasites (spurious response), qui contiennent pour un élément quadratique les deuxièmes harmoniques de la fréquence du signal RF et de l'oscillateur local LO, ont été négligées dans l'équation (6.116) parce qu'elles sont normalement supprimées par des filtres passe-bas.

L'équation (6.116) montre que l'information sur l'amplitude et sur la phase du signal est préservée, ce qui permet, outre la détection de la modulation d'amplitude (AM),

une détection de la modulation de fréquence (FM) ainsi que de phase (PM). De plus, la détection hétérodyne donne la possibilité de mesurer les fréquences avec une haute précision [110, 111, 112] et de déplacer la fréquence du signal,  $\omega_{\text{RF}}$ , dans une bande de fréquence où l'instrumentation (amplificateurs, détecteurs, etc.) est meilleure.

La puissance de l'émission cyclotron électronique est de l'ordre du nanowatt (nW) dans une bande de fréquence de 100 MHz (Fig. 6.7) et ainsi beaucoup plus petite que la puissance de l'oscillateur local qui est de l'ordre du milliwatt (mW). La dépendance du terme alternatif de  $P_s$  de la puissance de l'oscillateur local  $P_{\text{LO}}$  (Eq. 6.116) permet une augmentation de la gamme dynamique du système hétérodyne. À côté d'une saturation du signal ( $P_s \sim \sqrt{R_{\text{LO}}}$ ), le seuil de détérioration du mélangeur limite cette augmentation.

### 6.2.2.2 Dispositif expérimental

L'élément non-linéaire du mélangeur utilisé dans l'expérience est une diode barrière de Schottky, qui est une jonction métal-semiconducteur, avec un contact de whisker côté métal (Farran Technology LTD : WM-06S). Fil très fin, le whisker est l'antenne qui permet de coupler le champ incident à la diode. Le couplage en fonction de la fréquence peut être accordé par un réflecteur, qui se trouve « au bout » du guide d'onde et qui est positionné à l'aide d'une vis millimétrique (backshort). Les champs du signal et de l'oscillateur local sont superposés par un coupleur directionnel de 10 dB à l'entrée du mélangeur. La fréquence intermédiaire générée est de 8–12 GHz. Quelques-unes des caractéristiques du mélangeur sont représentées sur le tableau 6.1.

La caractéristique courant-tension,  $I = f(U)$ , d'une diode est donnée par la relation (Eq. 2.14 de [113]) :

$$I = I_s \exp \left( \frac{e(U - IR_s)}{\eta k_B T} \right) ; \quad (6.121)$$

$I_s$  est le courant de saturation,  $R_s$  la résistance en série de la diode,  $\eta$  le facteur de qualité,  $k_B$  la constante de Boltzman et  $T$  la température de la jonction. Le facteur expérimental de qualité  $\eta$  (ideality factor) est toujours plus grand que celui d'une diode parfaite  $\eta = 1$ . Une mesure de la caractéristique de la diode FTL à l'aide d'une source de courant (FTL : FDB-F6) est présentée sur la figure 6.15. Les valeurs des paramètres  $\eta$ ,  $R_s$  et  $I_s$  sont respectivement de  $1.169 \pm 0.004$ ,  $(8.28 \pm 0.12) \Omega$  et  $(4.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-17} \text{ A}$ .

Un schéma du système complet de détection hétérodyne est tracé à la figure 6.16. Après le passage du guide d'onde à l'extérieur de l'enceinte, un filtre passe-haut coupe la bande d'image. Deux filtres d'une fréquence de coupure de 115.8 GHz (3 dB, WR-05) et de 137.5 GHz (3 dB, WR-04) sont utilisés : le filtre à 115.8 GHz pour les fréquences de

Dimension du guide d'onde à l'entrée du mélangeur Bande de fréquence WR-06	WR-06 (Bande-D) 110–170 GHz
Bande de fréquence RF Bande de fréquence IF Courant optimal Puissance maximale LO à l'entrée du coupleur Perte de conversion	110–140 GHz 8–12 GHz 2.0 mA 10 mW < 15 dB

Tableau 6.1: Caractéristiques du mélangeur.

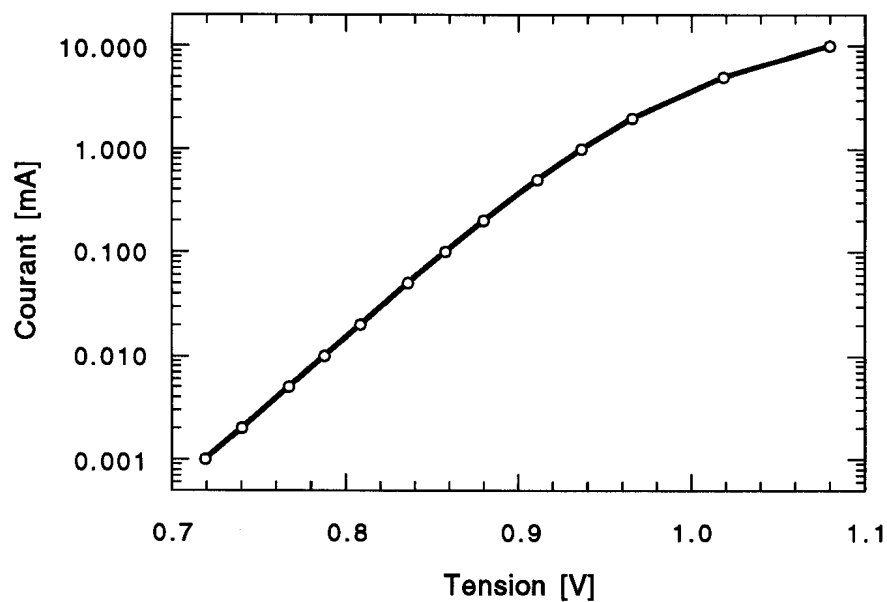


Figure 6.15: Caractéristique courant - tension de la diode barrière de Schottky.

130–141 GHz et celui à 137.5 GHz de 141–148 GHz. De plus, des oscillations parasites observées à environ 100 GHz sont supprimées par ces filtres à l'entrée du mélangeur.

L'oscillateur local est un carcinotron (Thomson - CSF : TH 4215) qui est un générateur d'ondes rétrograde (BWO : Backward Wave Oscillator). En raison du fort champ magnétique du gyrotron, il a été placé à environ 3 m des bobines principales. Le carcinotron a été choisi, outre sa disponibilité, à cause de sa large bande de fréquence qui peut être accordée d'environ 120 GHz à 145 GHz. La qualité limitée du carcinotron du point de vue de la largeur de la fréquence de plusieurs Megahertz (HWHM) et de sa fluctuation de l'ordre du Megahertz est de peu d'importance dans le cas qui nous intéresse puisque les largeurs mesurées sont de l'ordre du Gigahertz.

Une petite fraction de la puissance micro-ondes (coupleur directionnel  $-20$  dB) est utilisée pour vérifier la fréquence (Hughes : 45718H-1000) qui est modifiée par la haute tension appliquée au carcinotron. Le transport des micro-ondes du carcinotron au mélangeur, qui a été placé le plus près possible de la fenêtre de sortie, se fait par un guide d'onde de la bande-Ka (WR-28) à faible atténuation ( $\simeq 0.01$  dB/cm). Le mélangeur a été alimenté en polarisation directe (forward biased) à  $100\text{ }\mu\text{A}$  par une source de tension (FTL : FDB-F4). La fréquence du carcinotron a été modifiée entre chacun des tirs du gyrotron à partir de 122.0 GHz jusqu'à 140.0 GHz par paliers de 1.0 GHz. Pour chaque fréquence de l'oscillateur local, la puissance de celui-ci a été réglée par un atténuateur afin d'obtenir un courant total de la diode de 2.0 mA.

Toutes les autres composantes du système hétérodyne ont été placées dans une petite cage de Faraday. Le signal intermédiaire entre 8 GHz et 12 GHz est d'abord amplifié de  $+50$  dB par deux amplificateurs d'arséniure de gallium (GaAs) (MITEQ : AMF-5S-8012-25) et ensuite atténué de  $-10$  dB pour ne pas dépasser la région linéaire de la diode de détection. Des circulateurs placés aux entrées des amplificateurs évitent des rétroactions dans le circuit de mesure dues aux réflexions du signal. Le spectromètre consiste en un diviseur de  $-3$  dB et en deux filtres passe-bande (Huber + Suhner AG) d'une fréquence moyenne de respectivement 8.00 GHz et 8.50 GHz. La demi-largeur de bande à mi-hauteur (HWHM) de chaque filtre est de 0.05 GHz. Le signal, mesuré par une diode quadratique (SIVERS IMA : PM 7512) derrière chaque filtre, est de nouveau amplifié ( $+20$  dB), filtré par un filtre passe-bas et finalement numérisé puis enregistré par un module CAMAC.

Outre les deux signaux du spectromètre hétérodyne et les six signaux des sondes capacitatives, la tension de la cathode, la tension de modulation, le courant émis par la cathode ainsi que les courants de retour des différentes parties du conduit du faisceau d'électrons ainsi que du collecteur sont enregistrés par le module CAMAC. Le taux



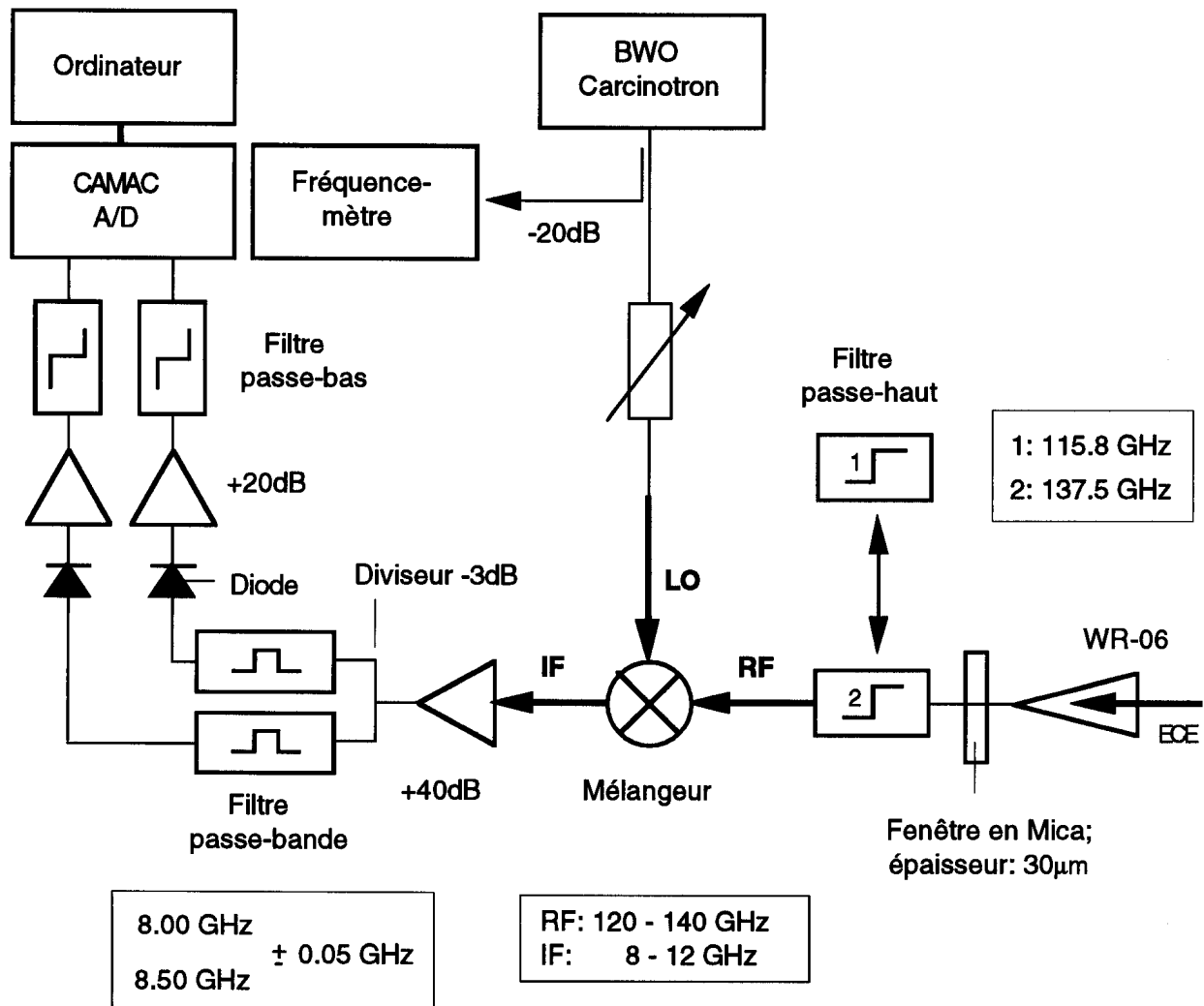


Figure 6.16: Schéma du système hétérodyne.

maximal d'échantillonnage est de 10 kHz (0.1 ms) et le temps d'acquisition de 10 ms. La résolution d'amplitude est de  $\simeq 5$  mV. Le transfert des données à l'ordinateur (Apple : Quadra 950) et les analyses suivantes sont effectués à l'aide du logiciel LABVIEW<sup>R</sup> de National Instruments Corporation (version 2.2). La mesure d'un seul spectre a duré entre une heure et une heure et demie.

### 6.2.3 Etalonnage du système hétérodyne

L'un des problèmes les plus difficiles de cette expérience était l'étalonnage relatif du système hétérodyne, c'est-à-dire la connaissance de la fonction de transfert du système en fonction de la fréquence de l'oscillateur local et du canal du spectromètre. A l'origine, un système de détection d'un spectromètre à 16 canaux entre 8.0 GHz et 12.7 GHz avait été planifié. Le spectromètre avait été étalonné à l'Institut d'Electromagnétisme et d'Acoustique de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne mais l'équipement nécessaire à un étalonnage du mélangeur n'était pas disponible à l'Ecole. Le mélangeur a donc été étalonné chez le fournisseur Farran Technology LTD. Les fortes fluctuations des pertes de conversion, jusqu'à  $-15$  dB, du mélangeur de type « single-ended » ont cependant limité cette approche (Fig. 6.17, 6.18). Un spectromètre à deux canaux nous a finalement permis d'optimiser les paramètres du mélangeur pour chaque fréquence de l'oscillateur local. Les fluctuations des pertes de conversion ont ainsi été limitées à environ  $\pm 1$  dB. Le système hétérodyne a été étalonné in situ par l'émission cyclotron électronique du faisceau et un deuxième étalonnage à l'aide d'un corps noir à deux températures différentes a été effectué pour vérifier cette approche.

#### 6.2.3.1 Etalonnage par le faisceau d'électrons

Un schéma de l'étalonnage par le faisceau d'électrons est présenté sur la figure 6.19. En supprimant la bande d'image, deux fréquences de la bande RF sont mesurées par le spectromètre pour chaque fréquence de l'oscillateur local. Des changements successifs de la fréquence de l'oscillateur local permettent ainsi de mesurer le spectre RF. L'idée de l'étalonnage est la suivante : d'abord, la fréquence de l'oscillateur local est augmentée de 122.0 à 140.0 GHz par paliers de 0.5 GHz. Chaque fréquence RF entre 130.0 et 148.5 GHz est mesurée par le spectromètre pour deux fréquences de l'oscillateur local  $LO_{1,2}$  :

$$RF = LO_1 + 8.5 \text{ GHz} = LO_2 + 8.0 \text{ GHz} , \quad (6.122)$$

avec :

$$LO_2 = LO_1 + 0.5 \text{ GHz} . \quad (6.123)$$

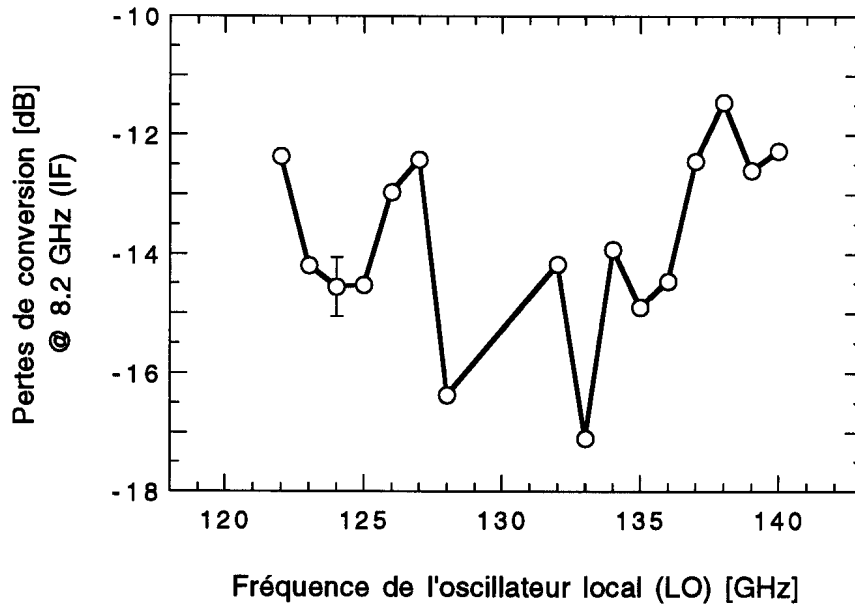


Figure 6.17: Etalonnage absolu du mélangeur en fonction de la fréquence de l'oscillateur local LO à une fréquence intermédiaire IF de 8.2 GHz ; mesure effectuée par FTL.

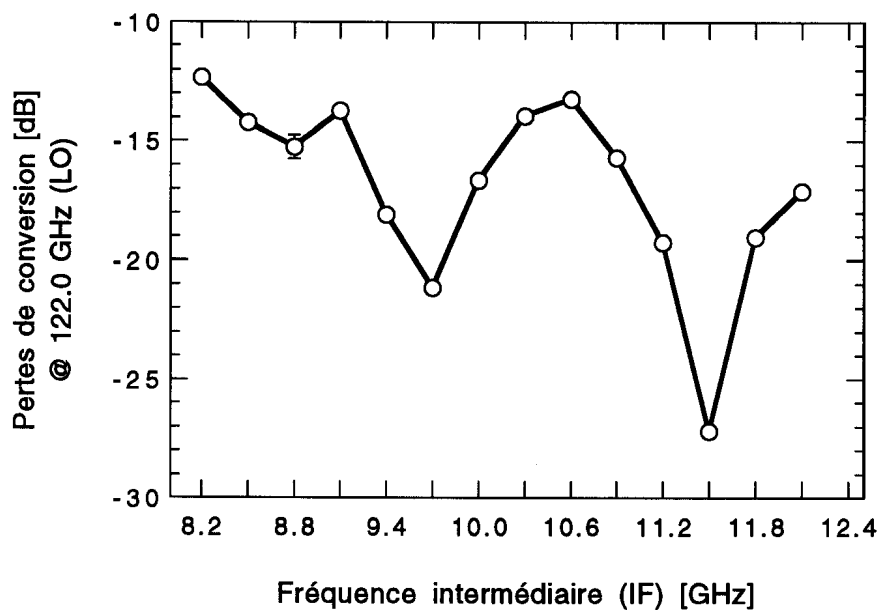


Figure 6.18: Etalonnage absolu du mélangeur en fonction de la fréquence intermédiaire IF à une fréquence de l'oscillateur local LO de 122.0 GHz ; mesure effectuée par FTL.

Comme la puissance à l'entrée du mélangeur est évidemment la même dans ce cas, il est ainsi possible de mesurer la fonction de transfert relative du système pour les diagonales représentées à la figure 6.19. Pour augmenter l'amplitude du signal mesuré, le spectre est chaque fois positionné à la fréquence RF utilisée pour l'étalonnage. Le déplacement du spectre est effectué par un changement du paramètre  $\alpha$  du faisceau et le déplacement est directement observé par le changement d'amplitude du signal. De plus, le positionnement du « backshort » du mélangeur a été optimisé pour chaque fréquence de l'oscillateur local.

Ensuite, l'étalonnage pour deux fréquences  $RF_{1,2}$  différentes :

$$RF_{1,2} = LO + 8.0 \text{ GHz} = LO + 8.5 \text{ GHz} \quad (6.124)$$

est effectué en plaçant, pour chaque fréquence de l'oscillateur local LO, la valeur maximale du spectre entre les deux fréquences détectées par le spectromètre. En raison de l'énorme largeur du spectre et de la petite différence de fréquence moyenne des deux filtres, on peut supposer que la puissance à l'entrée du système hétérodyne est identique pour les deux fréquences. En reliant ainsi les étalonnages des « diagonales », l'étalonnage relatif du système hétérodyne est achevé.

Cet étalonnage est lié aux paramètres du faisceau d'électrons et a été limité à une bande spectrale de 122–140 GHz. Etant donné les caractéristiques du carcinotron et du mélangeur, cette bande est néanmoins très proche de la bande de fréquence de 118–145 GHz du carcinotron et, plus important encore, de 120–140 GHz du mélangeur.

### 6.2.3.2 Etalonnage par un corps noir

La mesure de la température électronique des plasmas par l'émission cyclotron nécessite un étalonnage absolu du système de détection. Cet étalonnage absolu est normalement effectué dans la bande de fréquence micro-onde à l'aide de l'émission d'un corps noir : la distribution spectrale de puissance rayonnée est donnée par l'équation de Planck<sup>h</sup> et la distribution est, aux températures appliquées, pratiquement constante dans la bande de fréquence micro-onde considérée. Par contre, un étalonnage relatif du système de détection est suffisant pour l'application présentée, parce que la température est déterminée par la largeur de la fonction de distribution de vitesse mesurée. Le corps noir n'est dans ce cas que source d'une distribution spectrale constante de puissance.

Un schéma de l'étalonnage est indiqué à la figure 6.20. Le corps noir est simulé par deux morceaux d'Eccosorb<sup>TM</sup> : l'un est refroidi à 77 K ( $T_f$ ) dans un bac rempli d'azote liquide ; l'autre est à la température ambiante  $T_a$  d'environ 295 K. En raison de la faible

---

<sup>h</sup>. Max Planck, 1858–1947

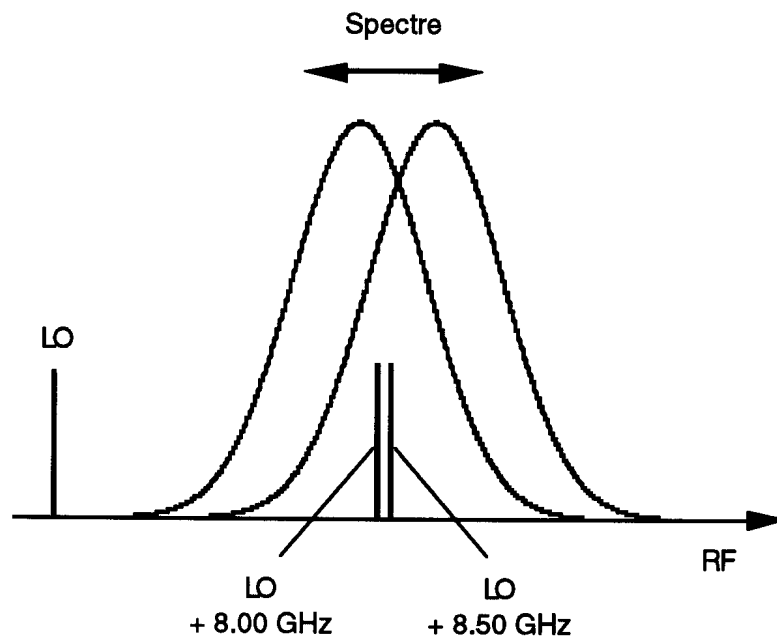
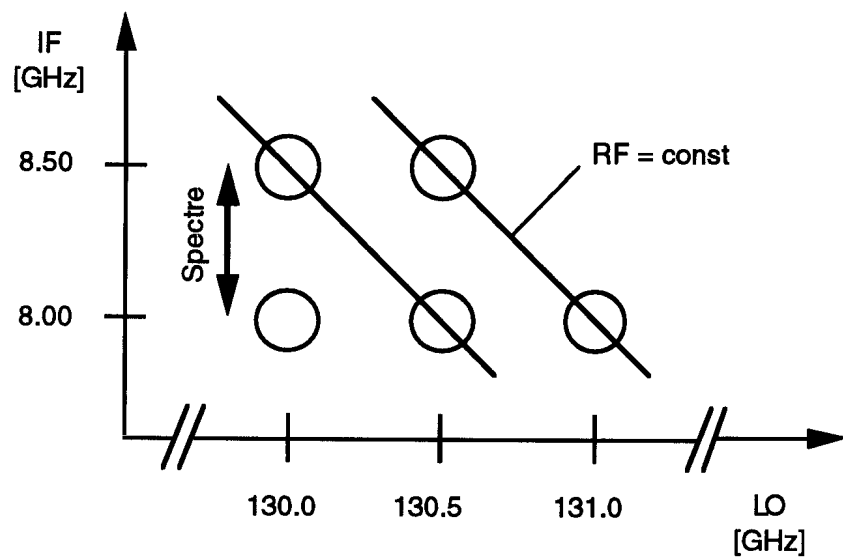


Figure 6.19: Schéma de l'étalonnage à l'aide du faisceau d'électrons.

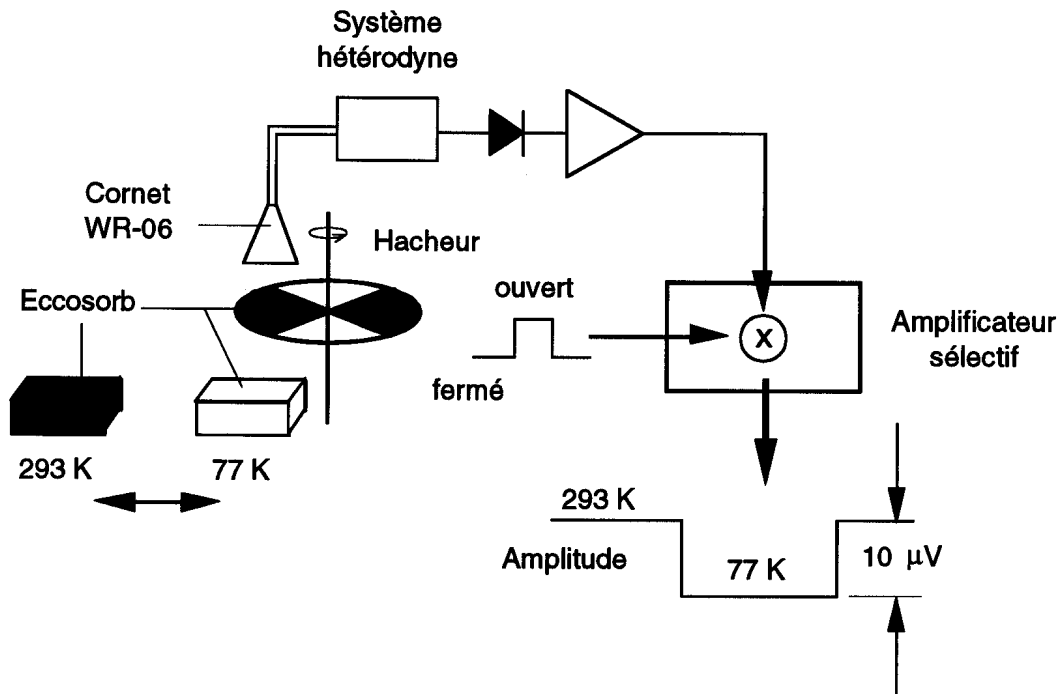


Figure 6.20: Schéma de l'étalonnage à l'aide d'un corps noir.

différence entre les deux températures  $\Delta T$  de  $\simeq 218$  K, la différence de la puissance émise et, donc, de la tension mesurée  $\Delta V$  par le système n'est que de quelques microvolts. Par conséquent, un amplificateur asservi (lock-in amplifier) (Princeton Applied Research: modèle 126) et un hacheur (chopper), dont les pales ont été recouvertes par des morceaux d'Eccosorb<sup>TM</sup>, sont utilisés.

Tout comme un mélangeur, l'amplificateur asservi est un multiplicateur. Le signal, modulé par le hacheur, est multiplié avec un signal de référence de la même fréquence. La plupart des fréquences de battement générées par le bruit sont ensuite éliminées par un filtre passe-bas qui laisse, par contre, passer le signal ainsi qu'une bande de bruit fortement réduite [114].

En raison de la modulation, l'amplificateur mesure directement la différence entre les deux tensions qui correspondent aux températures de deux morceaux d'Eccosorb<sup>TM</sup>. Le signal de sortie d'amplificateur est marqué sur un traceur. En plaçant d'abord le morceau à la température ambiante à la place du morceau refroidi, le « zéro » du signal est déterminé. Ensuite, le morceau refroidi permet de mesurer l'amplitude du signal. Cet étalonnage est effectué pour les deux filtres et pour les fréquences de l'oscillateur

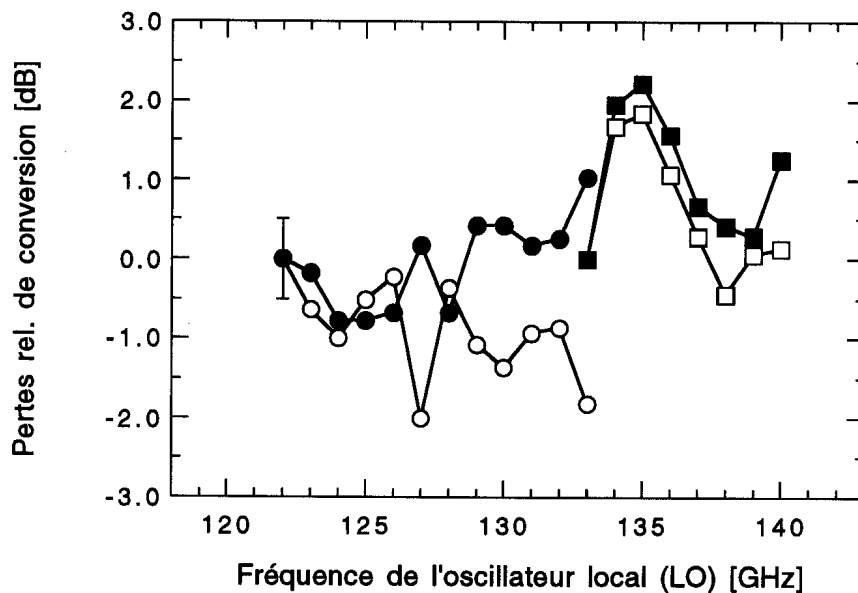


Figure 6.21: Etalonnage relatif du système hétérodyne à 8.00 GHz ; symboles fermés : étalonnage effectué par le corps noir ; symboles ouverts : étalonnage effectué par le faisceau d'électrons ; cercles : filtre passe-haut à 115.8 GHz ; carrés : filtre passe-haut à 137.5 GHz.

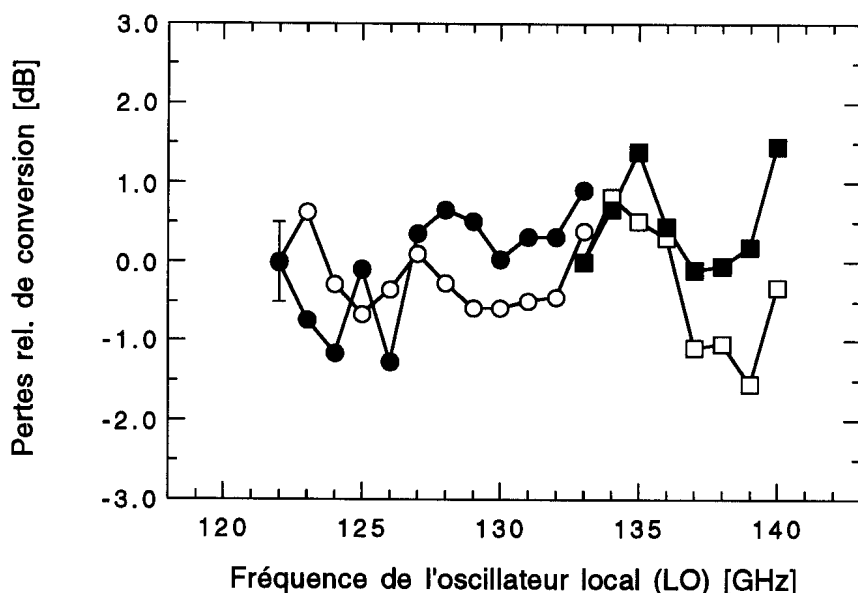


Figure 6.22: Etalonnage relatif du système hétérodyne à 8.50 GHz ; symboles fermés : étalonnage effectué par le corps noir ; symboles ouverts : étalonnage effectué par le faisceau d'électrons ; cercles : filtre passe-haut à 115.8 GHz ; carrés : filtre passe-haut à 137.5 GHz.

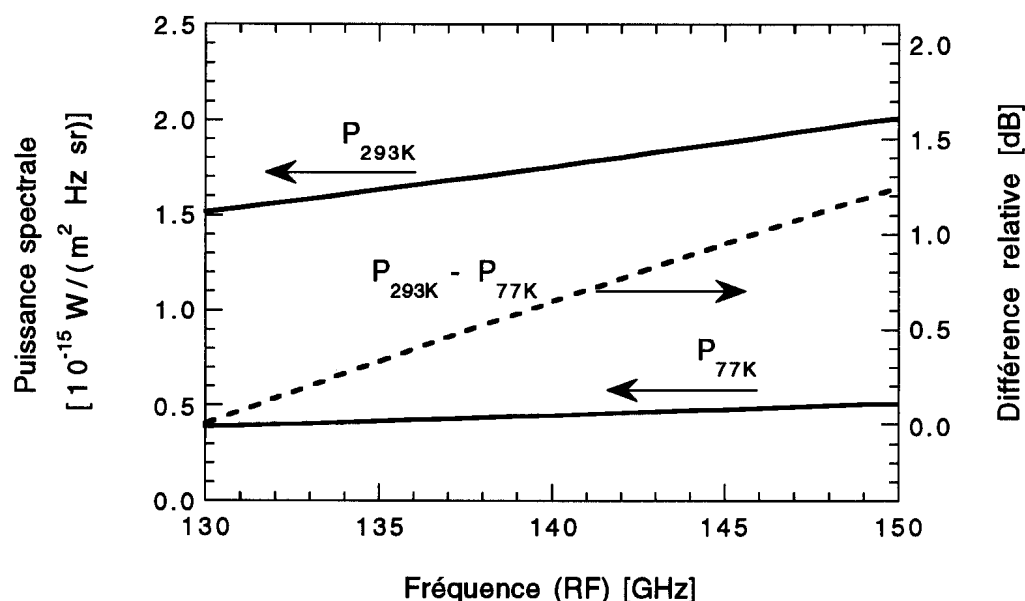


Figure 6.23: Distribution spectrale de puissance rayonnée par un corps noir entre 130 GHz et 150 GHz à deux températures différentes; en pointillé: différence relative en dB des deux distributions.

local entre 122.0 et 140.0 GHz par paliers de 1.0 GHz. Les résultats sont représentés sur les figures 6.21 et 6.22. On voit qu'après l'optimisation du système hétérodyne, les changements des pertes de conversion du système interviennent finalement en dessous de 2 dB sur toute la bande de fréquence de l'oscillateur local et, donc, en deçà de la dynamique du système de  $\simeq 15$  dB.

L'étalonnage utilisant le « corps noir » vérifie en général très bien l'étalonnage fait à l'aide du faisceau d'électrons. Alors que la corrélation est meilleure pour le filtre à 8.50 GHz, le filtre à 8.00 GHz montre une plus grande différence, d'environ 2 dB. Comme le spectre du corps noir est un spectre continu, il pourrait s'agir de la bande latérale inférieure, qui est de moins en moins supprimée par le filtre à 115.8 GHz.

Enfin, il faut mentionner que la distribution spectrale de puissance varie légèrement à cause de la bande de fréquence assez large de 130–150 GHz (Fig. 6.23). La variation de la différence des deux puissances est de 0.5 dB dans la bande de chaque filtre, ce qui contribue aussi à établir la différence entre les deux mesures. Pour analyser les mesures, l'étalonnage du faisceau d'électrons a donc été utilisé.



### Bruit du système hétérodyne

La température équivalant au bruit  $T_b$  est reliée à la puissance du bruit  $P_b$  du système par :

$$P_b = 2 k_B T_b \Delta f , \quad (6.125)$$

où  $\Delta f$  est la largeur spectrale d'une bande latérale unique (SSB). Le facteur 2 provient donc du fait que la puissance du bruit est, par convention, donnée pour un système DSB. La température équivalant au bruit correspond à la température d'une résistance qui produit, par rapport à l'élément réel, la même puissance de bruit dans l'élément idéal.

Chaque élément du système hétérodyne contribue au bruit total, qui a été déterminé pendant l'étalonnage du système par le corps noir à l'aide de la relation suivante (Eq. 11.9 de [115]) :

$$T_b = \frac{V_{T_a}}{\Delta V} \cdot (T_a - T_f) - T_a , \quad (6.126)$$

ce qui donne approximativement :

$$T_b \simeq \frac{\bar{V}}{\Delta V} \cdot (T_a - T_f) - T_a , \quad (6.127)$$

où la tension moyenne  $\bar{V}$  est donnée par :

$$\bar{V} = \frac{1}{2} (V_{T_f} + V_{T_a}) \simeq V_{T_a} . \quad (6.128)$$

La tension  $\bar{V}$ , qui est de l'ordre de quelques millivolts, a été mesurée en même temps que la différence de tension  $\Delta V$  par un voltmètre digital en parallèle. Les températures mesurées étaient de l'ordre de 50'000 K.

# Chapitre 7

## Résultats expérimentaux

### 7.1 Paramètres de fonctionnement du gyrotron

#### Paramètres de fonctionnement

Les paramètres de fonctionnement du gyrotron sont présentés au tableau 7.1. Les valeurs typiques de la tension d'accélération,  $V_c$ , sont de  $-62\text{ kV}$  à  $-82\text{ kV}$  et celles de la tension de modulation,  $V_{mod}$ , de  $+25\text{ kV}$  à  $+35\text{ kV}$ . Le courant maximal,  $I_b^{max}$ , du faisceau d'électrons est de  $4.5\text{ A}$ . Pourtant, à cause de décharges électriques pendant son fonctionnement, le gyrotron a été normalement utilisé à un courant  $I_b \simeq 2\text{ A}$ .

Le facteur relativiste électronique,  $\gamma$ , est alors de  $1.121$  à  $1.160$  et le paramètre  $\alpha$ , calculé par le code DAPHNE, est de  $1.0$  à  $1.8$  dans la région d'interaction. La vitesse parallèle moyenne calculée,  $\bar{\beta}_{\parallel}$ , est de  $0.22$  à  $0.35$ . Le déplacement de la fréquence cyclotron de  $100\text{ GHz}$ , observée à un angle  $\theta = 15^\circ$ , est donc de  $27\text{ GHz}$  à  $51\text{ GHz}$ . La fréquence moyenne des spectres se situe alors dans une bande de fréquence de  $127\text{ GHz}$  à  $151\text{ GHz}$  qui recouvre la bande de fréquence RF du spectromètre de  $130 - 148\text{ GHz}$ .

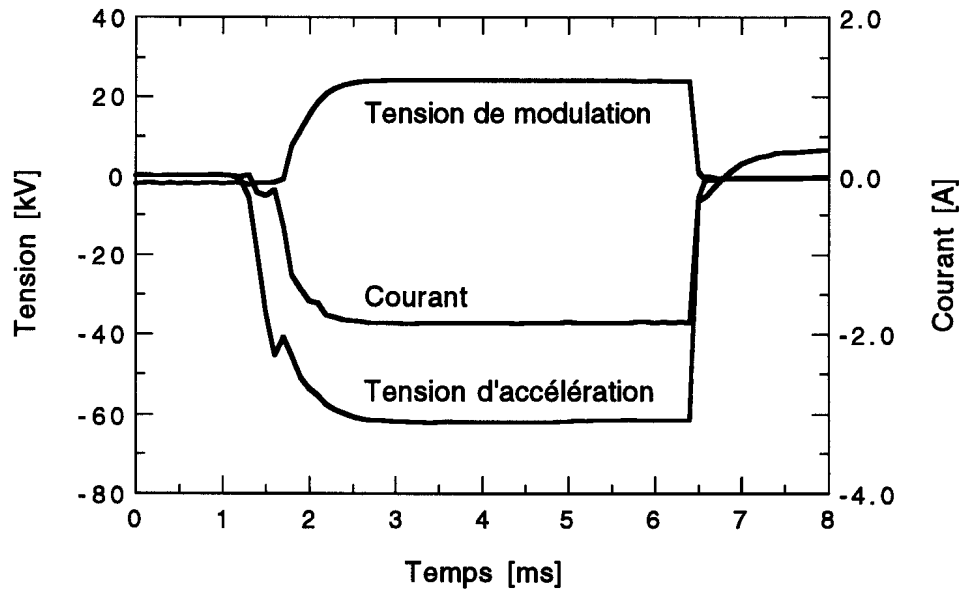
Il faut de nouveau se rappeler que, pendant les expériences, le gyrotron a été actionné sans résonateur.

#### Evolution temporelle

L'évolution temporelle de la tension d'accélération,  $V_c$  (tension de cathode), de la tension de modulation,  $V_{mod}$  (tension entre l'anode de contrôle et la cathode), et du courant du faisceau d'électrons,  $I_b$ , est représentée sur la figure 7.1. L'écart temporel de l'enclenchement entre la tension d'accélération et la tension de modulation est de

Paramètre	Valeur
$V_c$	$-62\text{ kV} - -82\text{ kV}$
$V_{mod} = V_a - V_c$	$+25\text{ kV} - +35\text{ kV}$
$I_b^{max}$	4.5 A
$I_b$	2.0 A
$B_o$	3.97 T
$B_c$	0.18–0.20 T
$B_o/B_c$	$\simeq 20-22$
$\gamma_o$	1.121–1.160
$\nu_o$	95.8–99.8 GHz
$\beta_{  }$	0.22–0.35
$\beta_{\perp}$	0.35–0.40
$\alpha$	1.0–1.8
$\tau$	3–4 ms

Tableau 7.1 : Paramètres de fonctionnement du gyrotron.

Figure 7.1 : Evolution temporelle de la tension d'accélération,  $V_c$ , de la tension de modulation,  $V_{mod}$ , et du courant du faisceau d'électrons,  $I_b$ .

0.5 ms. Les valeurs stationnaires sont atteintes 1.5 ms après l'enclenchement de la tension d'accélération. La phase stationnaire d'impulsion a une durée de 3–4 ms, au maximum de 10 ms. La fréquence de tir est de 2 à 3 tirs par minute. Pour supprimer l'émission thermoïonique de la cathode entre les tirs du gyrotron, une tension de modulation de  $-2\text{ kV}$  est appliquée pendant cette phase de fonctionnement. La faible chute de la tension d'accélération au moment de l'enclenchement de la tension de modulation est due à la tétrode du circuit de modulateur qui laisse passer un faible courant électrique et favorise ainsi une légère rétroaction du circuit électrique.

## 7.2 Evolution temporelle des signaux

Bien que les signaux présentés dans ce paragraphe soient négatifs, ils sont ici représentés sur une échelle positive.

### 7.2.1 Sonde capacitive

Au début du tir, l'évolution temporelle des tensions mesurées par les sondes capacitatives correspond à l'évolution temporelle du courant du faisceau d'électrons (Fig. 7.2) car le nombre d'électrons à l'intérieur de la sonde augmente pendant cette phase de tir et, ainsi, la tension induite sur la sonde également. Par contre, à partir du moment où le courant reste stationnaire, les tensions mesurées diminuent fortement. De plus, le signal de la sonde (2) est aplati autour de sa valeur maximale. On peut constater que ce comportement n'est pas dû à une décharge de la capacité du circuit de mesure par la résistance à l'entrée de l'amplificateur (Fig. 5.4 C). La figure 7.3, qui trace les tensions mesurées par les sondes pendant l'étalonnage in situ avec une tige métallique, montre effectivement que la diminution des amplitudes des signaux capacitifs est négligeable pendant une durée de  $\simeq 3\text{ ms}$ . De plus, s'il s'agissait d'une décharge de la capacité,  $C$ , du circuit de mesure par la résistance à l'entrée de l'amplificateur,  $R$ , un dépassement négatif du signal de la sonde d'une amplitude de  $\simeq 0.2 - 0.4$  existerait après l'arrêt du courant électrique du faisceau. Ce dépassement s'abaisserait ensuite à zéro avec une constante  $\tau = RC \simeq 0.5\text{ s}$  (Paragr. 5.2.1). Pourtant, un tel comportement n'est pas observé. On peut donc supposer que la variation du signal de la sonde capacitive est liée à une variation de la charge nette à l'intérieur de la sonde, soit par des électrons réfléchis, soit par des ions positifs ou négatifs. Cette variation de la charge nette est, de plus, différente aux deux emplacements des sondes. Il faut se rappeler que la sonde (2) se trouve avant la première bosse du champ magnétique, tandis que la sonde (1) est placée juste derrière cette bosse (Fig. 5.3). Comme la vitesse

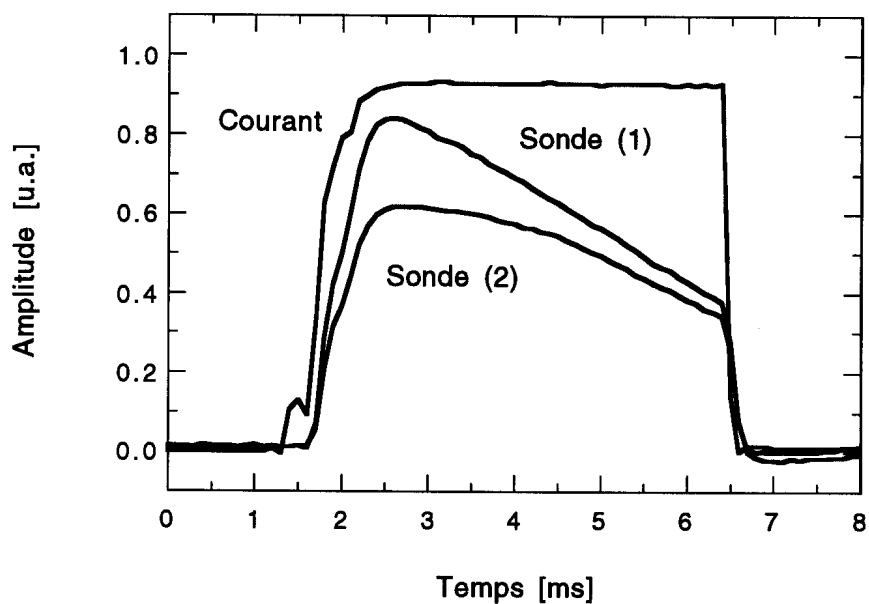


Figure 7.2: Evolution temporelle des signaux des sondes capacitatives.

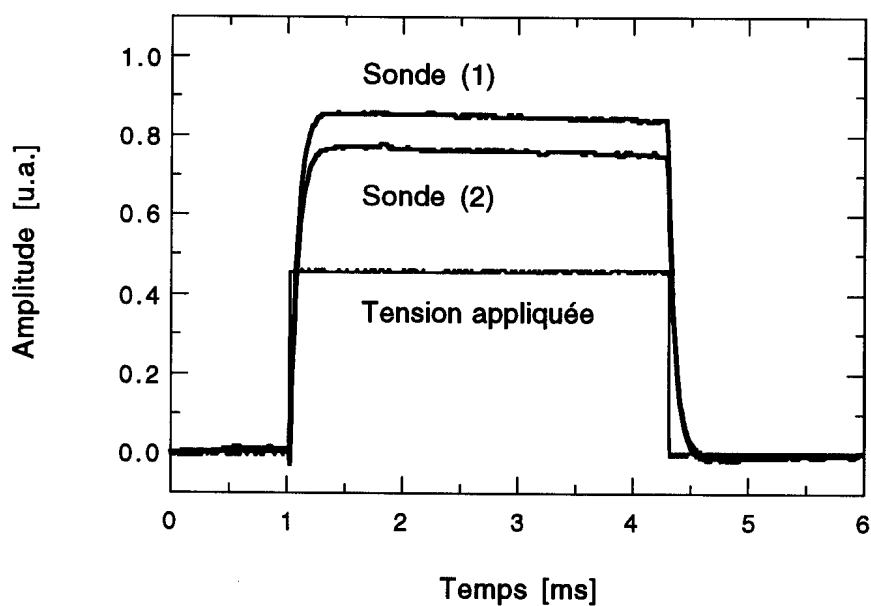


Figure 7.3: Evolution temporelle des signaux des sondes capacitatives à l'étalonnage in situ.

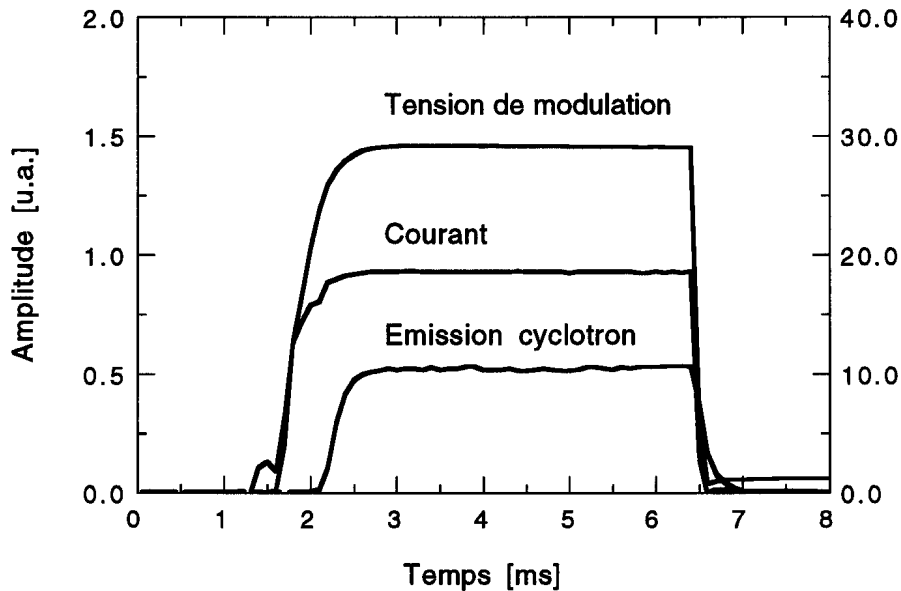


Figure 7.4: Evolution temporelle de l'émission cyclotron électronique ; LO : 128 GHz, IF : 8.0 GHz.

parallèle, déterminée en prenant l'amplitude maximale de la sonde (1), correspond bien à la valeur théorique (Paragr. 7.4.2.4), on peut supposer que la perturbation de la sonde (1) se manifeste plus tard et qu'elle est due aux ions positifs. La vitesse parallèle, déterminée en prenant l'amplitude maximale de la sonde (2), est, par contre, de 25 % supérieure à la valeur théorique. L'amplitude mesurée est alors trop petite, ce qui correspond au fait que le signal de la sonde (2) est aplati autour de la valeur maximale. Il s'agit donc d'un effet des ions positifs qui se manifeste environ 0.5 ms plus tôt. Peut-être s'agit-il d'un plus fort dégazage du conduit du faisceau autour de la sonde (2). L'effet d'ionisation sera discuté au paragraphe 7.5.

Les mesures des tensions maximales effectuées par la sonde (1) ont ensuite été analysées en supposant que les mesures ne sont pas encore perturbées par des charges supplémentaires à l'intérieur de la sonde et qu'elles ne sont donc fonction que du faisceau d'électrons.

### 7.2.2 Emission cyclotron électronique

L'évolution temporelle de l'émission cyclotron électronique est liée à celle de la tension de modulation (Fig. 7.4). Ce comportement est dû au double fait que l'émission cyclotron

dépend évidemment de la vitesse perpendiculaire qui augmente avec la tension de modulation et que la vitesse parallèle des électrons est, au début de l'impulsion de la tension de modulation, tellement élevée que le spectre d'émission cyclotron se situe hors de la bande de fréquence RF du spectromètre.

Il convient de noter que les amplitudes mesurées de l'émission cyclotron électronique ne sont constantes qu'à la fréquence moyenne du spectre. A une fréquence plus basse, une légère diminution de l'amplitude pendant la phase stationnaire du tir a été observée et, à une fréquence plus haute, on a noté une légère augmentation. Le spectre se déplace vers des fréquences plus hautes, ce qui peut être expliqué par une neutralisation de la dépression de potentiel dans la région de propagation libre du faisceau d'électrons. Ce point sera discuté au paragraphe 7.5.

## 7.3 Dépendance des signaux du courant du faisceau d'électrons

### 7.3.1 Sondes capacitives complètes

La tension mesurée par les sondes capacitives est proportionnelle au courant du faisceau d'électrons si la vitesse parallèle des électrons reste constante (Eq.5.12), c'est-à-dire si les tensions d'accélération et de modulation ne sont pas modifiées pendant l'augmentation du courant. La dépendance des tensions maximales des sondes capacitives complètes du courant du faisceau d'électrons est représentée sur la figure 7.5. La linéarité est bien vérifiée même pour la sonde (2) dont le signal maximal est fortement perturbé, ainsi que cela a été vu au paragraphe précédent. Même en attribuant cette perturbation aux ions, l'observation est néanmoins compréhensible parce que l'ionisation est proportionnelle au nombre d'électrons et, donc, au courant électrique.

### Étalonnage à l'aide du faisceau d'électrons

Outre l'étalonnage in situ par la tige métallique, un étalonnage des sondes peut être effectué en déterminant la pente  $U_m/I_b$  de la caractéristique  $U_m = f(I_b)$  (Fig. 7.5) et en utilisant la vitesse parallèle moyenne du faisceau d'électrons calculée par le code DAPHNE,  $\bar{\beta}_{\parallel,D}$  (Eq. 5.13) :

$$\chi = \bar{\beta}_{\parallel,D} \cdot \frac{U_m}{I_b} . \quad (7.1)$$

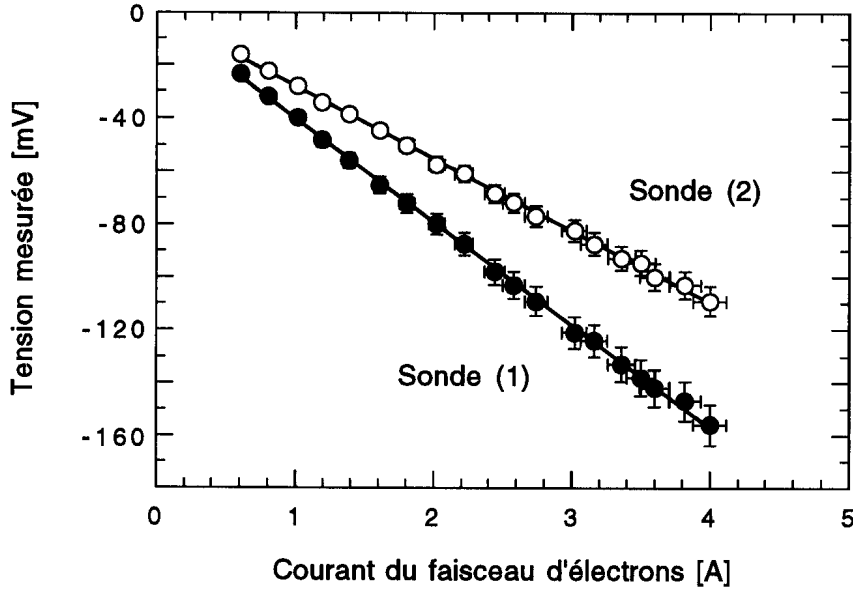


Figure 7.5: Tension mesurée,  $U_m$ , par les sondes capacitatives complètes, (1) et (2), en fonction du courant du faisceau d'électrons,  $I_b$ .

Les facteurs d'étalonnage ainsi déterminés sont :

$$\begin{aligned}\chi_1 &= (16 \pm 1) \frac{\text{mV}}{\text{A}} \\ \chi_2 &= (11 \pm 1) \frac{\text{mV}}{\text{A}}.\end{aligned}\tag{7.2}$$

Alors que l'étalonnage de la sonde (1) correspond bien à l'étalonnage effectué par la tige métallique de  $(15.0 \pm 1.5) \text{ mV/A}$ , l'étalonnage de la sonde (2) est inférieur à la barre d'erreur de la valeur in situ de  $(13.5 \pm 1.4) \text{ mV/A}$ . Cette observation exprime alors de nouveau le fait que la mesure effectuée par la sonde (2) est plus perturbée que celle effectuée par la sonde (1) et, surtout, que la tension mesurée par la sonde (2) est trop petite. Pour en tenir compte, l'étalonnage effectué par la caractéristique courant-tension a finalement été utilisé pour analyser les mesures des sondes capacitatives.

### Demi-sondes

Les tensions maximales, mesurées par les demi-sondes capacitatives, en fonction du courant du faisceau d'électrons sont représentées sur les figures 7.6 et 7.7. Si les tensions



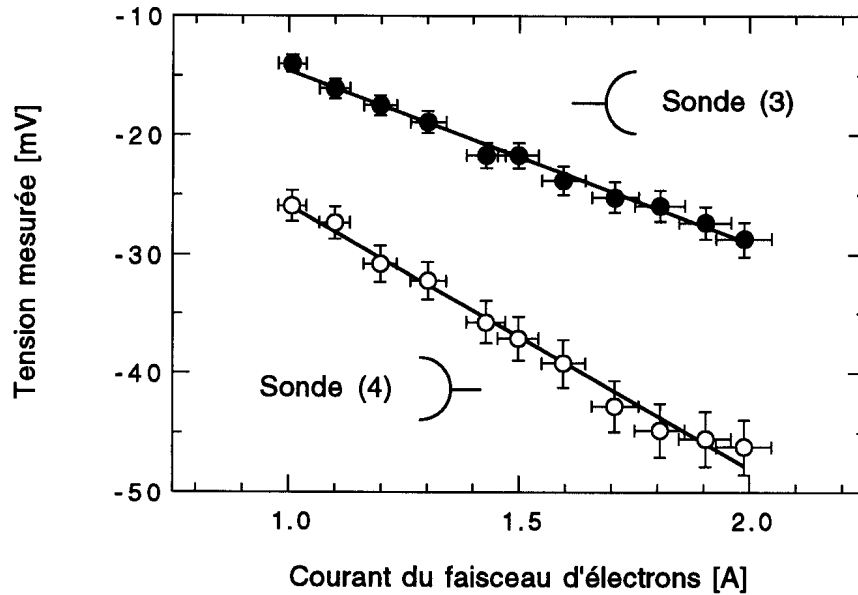


Figure 7.6: Tension mesurée,  $U_m$ , par les demi-sondes capacitatives, (3) et (4), en fonction du courant du faisceau d'électrons,  $I_b$ .

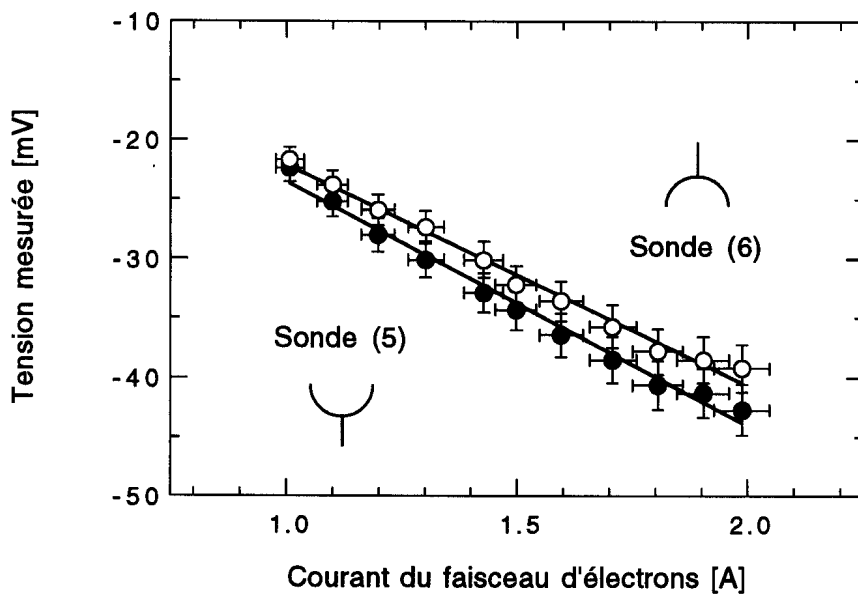


Figure 7.7: Tension mesurée,  $U_m$ , pour les demi-sondes capacitatives, (5) et (6), en fonction du courant du faisceau d'électrons,  $I_b$ .

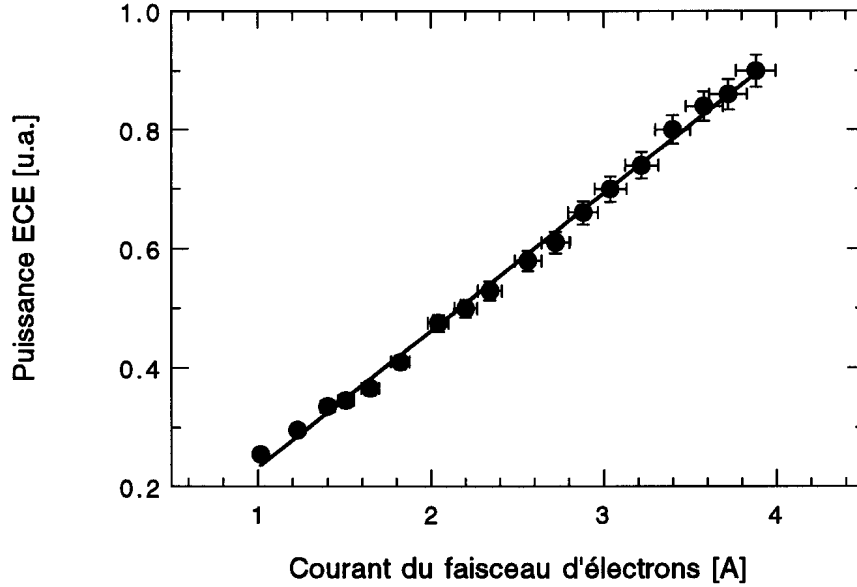


Figure 7.8: Mesure de la puissance rayonnée par émission cyclotron électronique en fonction du courant du faisceau d'électrons,  $I_b$ ; fréquence IF : 8–12 GHz.

mesurées par les sondes (5) et (6) sont presque identiques, en revanche, la tension de la sonde (4) est beaucoup plus haute que celle de la sonde (3). Les rapports entre les tensions ont pratiquement été constants pour toutes les mesures effectuées, ce qui peut indiquer un problème d'alignement du conduit du faisceau d'électrons. Le conduit du faisceau est donc, si l'on regarde dans la direction du canon et par rapport à l'axe de symétrie, nettement trop à gauche. Or, le faisceau d'électrons passe plus près de la sonde (4). Une vérification du positionnement du conduit du faisceau d'électrons après la série de mesures (la déviation dans l'axe horizontal était de 1 mm) a effectivement corroboré la mesure effectuée par les demi-sondes.

On peut noter que la somme des deux tensions des sondes (3) et (4) ainsi que des sondes (5) et (6) correspond à peu près à la tension mesurée par la sonde (1). Ce fait s'explique par la capacité du circuit de mesure,  $C$ , qui est identique pour chaque sonde et par la charge distribuée sur les deux demi-sondes,  $Q_{3,5}$  et  $Q_{4,6}$ , qui correspond approximativement à la charge totale  $Q_{tot}$  sur la sonde complète :

$$U_m = \frac{Q_{tot}}{C} = \frac{Q_{3,5}}{C} + \frac{Q_{4,6}}{C}. \quad (7.3)$$

### 7.3.2 Emission cyclotron électronique

La puissance rayonnée par émission cyclotron électronique est proportionnelle au nombre d'électrons se trouvant dans le volume d'émission observé, c'est-à-dire qu'elle est proportionnelle au courant du faisceau d'électrons. Cette dépendance est tracée sur la figure 7.8. La mesure a été effectuée sans spectromètre et la puissance d'émission cyclotron a donc été intégrée sur toute la bande de fréquence intermédiaire (IF) de 8 à 12 GHz. La linéarité y apparaît nettement.

## 7.4 Spectres mesurés

### 7.4.1 Résultats [88]

Un spectre d'émission cyclotron électronique mesuré de 130.0 GHz à 148.5 GHz est représenté sur la figure 7.9. La tension d'accélération,  $V_c$ , est de  $-62.0$  kV, la tension de modulation,  $V_{mod}$ , est de  $+28.8$  kV et le courant du faisceau,  $I_b$ , est de  $1.5$  A. Le spectre a été mesuré en accroissant progressivement la fréquence de l'oscillateur local de  $1.0$  GHz après des séries de 3 tirs du gyrotron. A chaque tir, les amplitudes mesurées de l'émission cyclotron électronique ont été normalisées par le courant du faisceau d'électrons pour tenir compte des légères variations de celui-ci. Pour 3 tirs, les variations moyennes des signaux de l'émission cyclotron électronique restaient inférieures à 5 %, ce qui est suffisamment faible pour assurer une mesure du spectre dans des conditions stables.

Pour mieux comparer le spectre mesuré au spectre théorique, les deux spectres sont représentés sur la même figure. Le spectre théorique, donné par l'équation (6.81), a été calculé à partir des paramètres du faisceau d'électrons déterminé par le code DAPHNE au milieu de la région d'interaction. La fréquence moyenne du spectre mesuré normalisé et son écart standard ont été ajustés par la méthode des moindres carrés (least square fit) en utilisant les équations (6.81) et (6.91) et le paramètre  $\gamma_0$  calculé par DAPHNE. La variation de  $\gamma$  due à la dépression de potentiel dans la région de propagation libre du faisceau est, dans le cas d'un courant faible, seulement de 0.3 % et, donc, négligeable. Une demi-largeur de 0.5 GHz a finalement été soustraite de la largeur déterminée par l'ajustement afin de tenir compte de l'effet d'élargissement par temps de vol. La distribution de vitesse et sa valeur moyenne ont ensuite été déterminées par les équations (6.102) et (6.103). L'erreur relative de la vitesse parallèle moyenne est de  $\pm 5$  % et l'erreur absolue de la largeur relative de la distribution est de  $\pm 1$  %, en supposant une erreur de  $\pm 1$  GHz de la mesure de la fréquence moyenne et de sa largeur. On peut constater que la vitesse parallèle moyenne mesurée de  $0.288 \pm 0.014$  correspond bien à la vitesse parallèle calculée

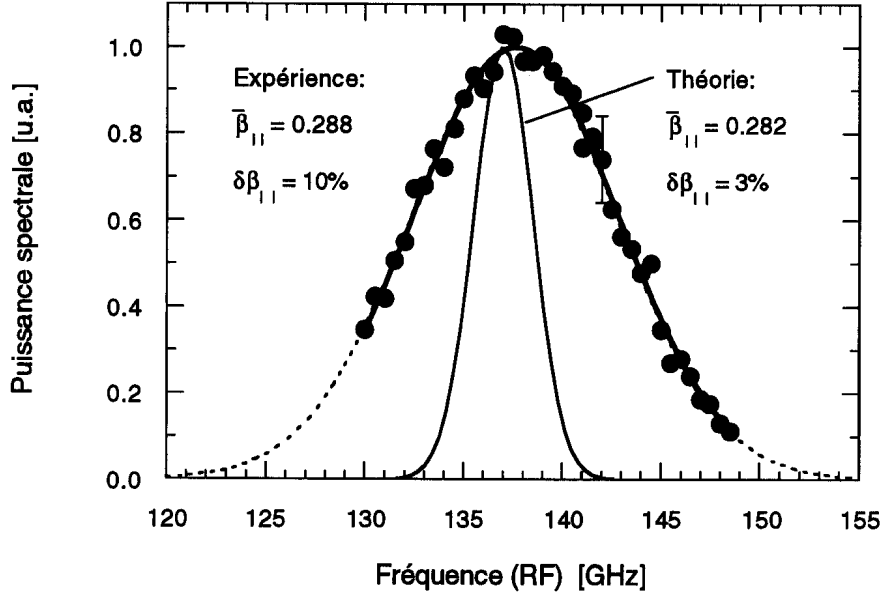


Figure 7.9 : Spectre d'émission cyclotron électronique mesuré et calculé ; chaque point de mesure représente la valeur moyenne de 3 tirs ;  $V_c = -62.0$  kV,  $V_{mod} = +28.8$  kV,  $I_b = 1.5$  A.

par DAPHNE qui est de 0.282. La largeur relative du spectre, par contre, est de  $(10 \pm 1) \%$  et, donc, d'un facteur 3–4 plus large que la largeur théorique de 3%.

La figure 7.10 montre les résultats d'une série de spectres mesurés aux différentes tensions de modulation et à une tension d'accélération constante. Cette figure représente la vitesse perpendiculaire, plus important paramètre du point de vue de l'interaction du gyrotron, en supposant un faisceau monoénergétique. La distribution relative de la vitesse perpendiculaire  $\delta\beta_{\perp}$  a été déterminée à l'aide de la relation :

$$\delta\beta_{\perp} = \frac{\Delta\beta_{\perp}}{\beta_{\perp}} = \left( \frac{\bar{\beta}_{||}}{\bar{\beta}_{\perp}} \right)^2 \delta\beta_{||} = \frac{1}{\alpha^2} \delta\beta_{||} , \quad (7.4)$$

avec :

$$\bar{\beta}_{\perp} = \left( 1 - \bar{\beta}_{||}^2 - \gamma_o^{-2} \right)^{-1/2} . \quad (7.5)$$

Les paramètres  $\bar{\beta}_{||}$  et  $\delta\beta_{||}$  ont été déterminés par les spectres mesurés ; le facteur relativiste au milieu de la région d'interaction  $\gamma_o$  a été calculé par le code DAPHNE.

On voit bien que la largeur mesurée de la vitesse perpendiculaire reste toujours 2 à 3 fois plus grande que la valeur théorique. Cette observation est, de plus, en accord avec des

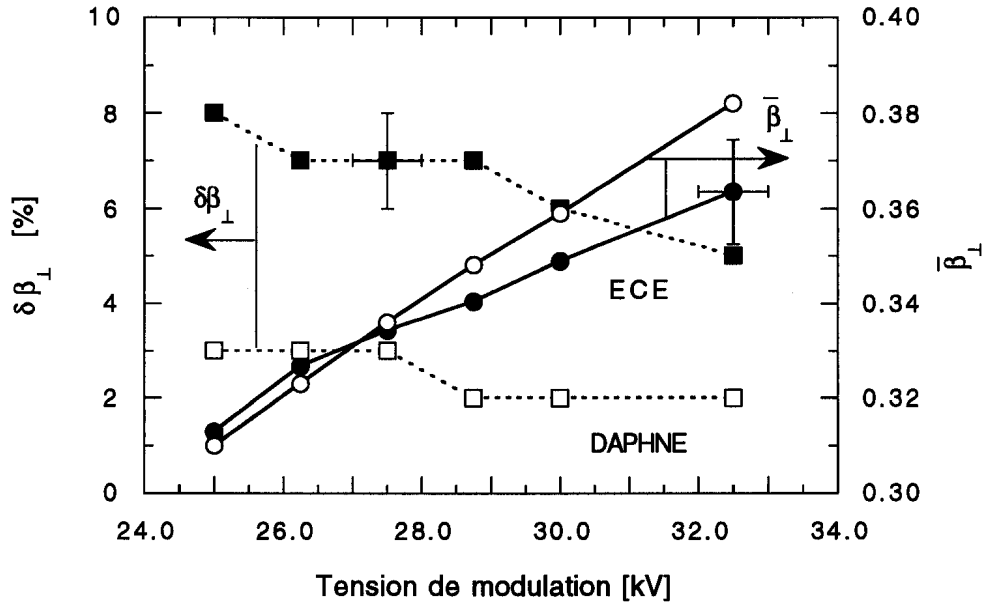


Figure 7.10: Valeur moyenne,  $\bar{\beta}_\perp$ , et largeur relative,  $\delta\beta_\perp$ , de la fonction de distribution de vitesse perpendiculaire, mesurées par ECE et calculée par le code DAPHNE, en fonction de la tension de modulation  $V_{mod}$ ;  $V_c = -62.0$  kV,  $I_b = 1.5$  A.

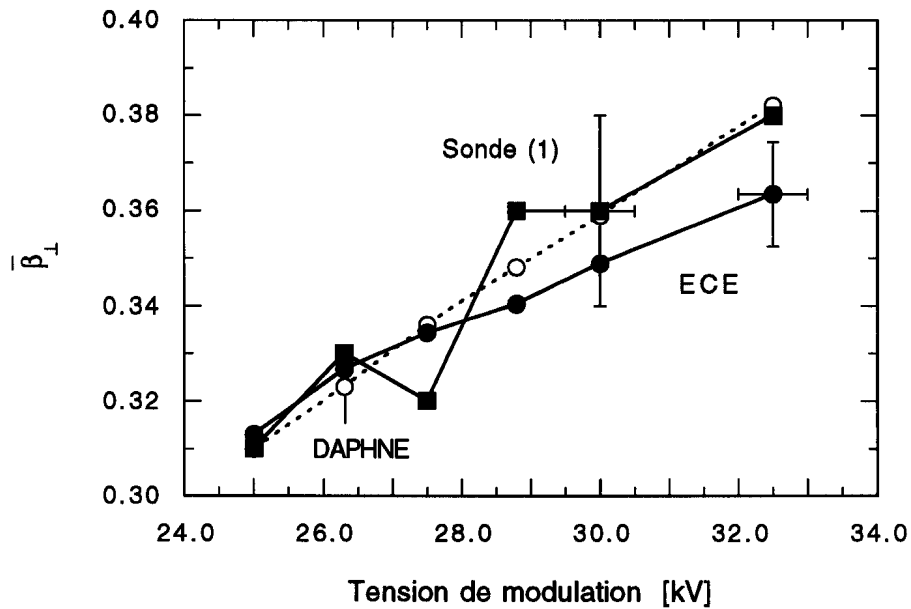


Figure 7.11: Comparaison de la mesure de la vitesse perpendiculaire moyenne,  $\bar{\beta}_\perp$ , entre la sonde capacitive et l'ECE en fonction de la tension de modulation  $V_{mod}$ ;  $V_c = -62.0$  kV,  $I_b = 1.5$  A.

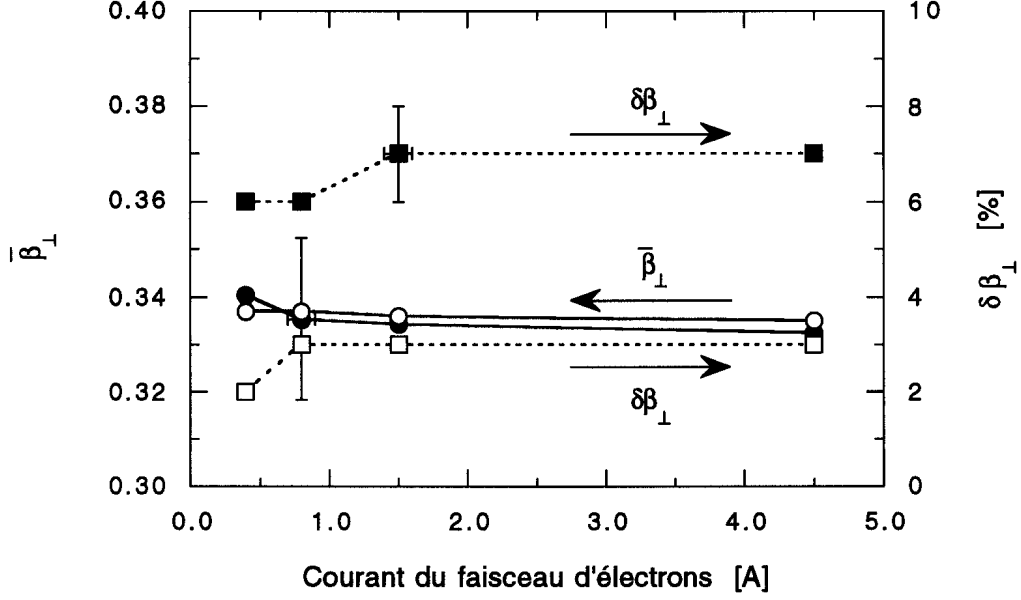


Figure 7.12: Valeur moyenne,  $\bar{\beta}_\perp$ , et largeur relative,  $\delta\beta_\perp$ , de la fonction de distribution de vitesse perpendiculaire, mesurée par ECE, en fonction du courant du faisceau d'électrons  $I_b$ ; symboles ouverts: valeurs calculées par DAPHNE;  $V_c = -62.0$  kV,  $V_{mod} = +27.5$  kV.

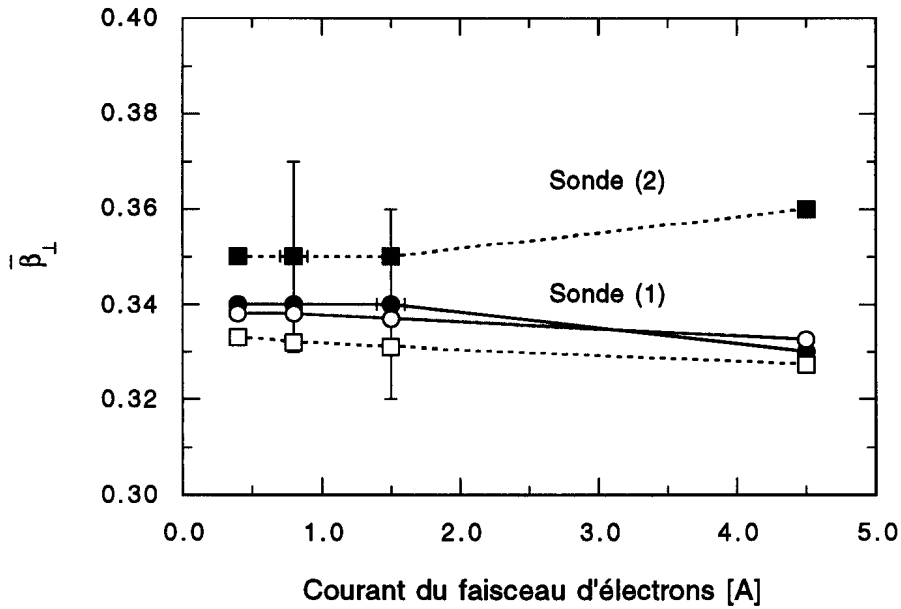


Figure 7.13: Valeur moyenne,  $\bar{\beta}_\perp$ , de la fonction de distribution de vitesse perpendiculaire, mesurée par la sonde capacitive, en fonction du courant du faisceau d'électrons  $I_b$ ; symboles ouverts: valeurs calculées par DAPHNE;  $V_c = -62.0$  kV,  $V_{mod} = +27.5$  kV.

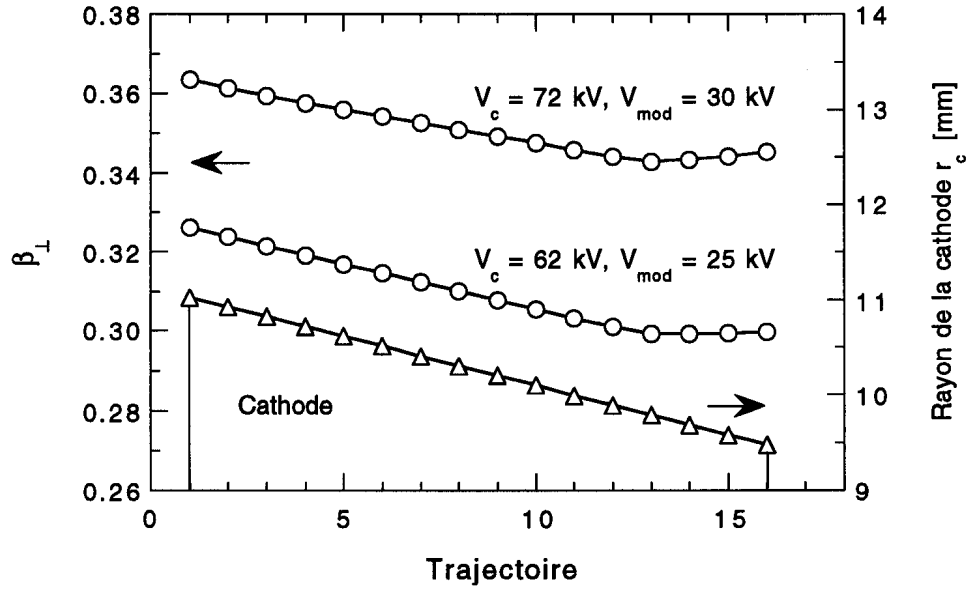


Figure 7.14: Vitesse perpendiculaire,  $\beta_{\perp}$ , dans la région d'interaction, calculée par le code DAPHNE, en fonction du point de départ de l'électron de la cathode ;  $I_b = 1.5 \text{ A}$ .

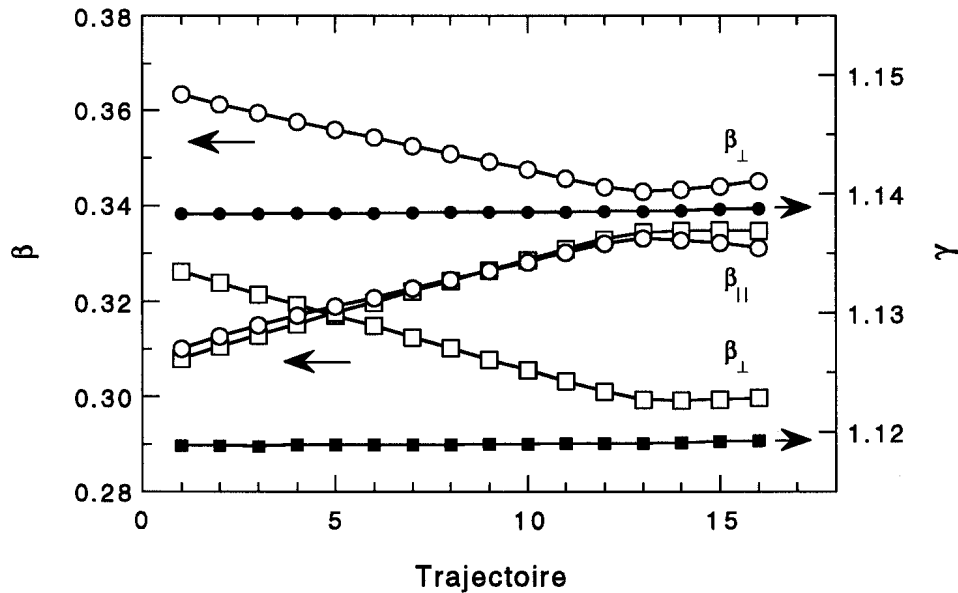


Figure 7.15: Vitesses perpendiculaire,  $\beta_{\perp}$ , et parallèle,  $\beta_{\parallel}$ , ainsi que facteur relativiste,  $\gamma$ , dans la région d'interaction, calculés par le code DAPHNE, en fonction du point de départ de l'électron de la cathode ;  $I_b = 1.5 \text{ A}$ .

mesures effectuées à l'aide d'un potentiel retardateur [75, 76, 116, 117]. La valeur de la vitesse perpendiculaire moyenne correspond bien à la valeur calculée pour les plus petites tensions de modulation,  $V_{mod}$ ; la déviation entre les deux valeurs devient cependant de plus en plus importante à partir de  $V_{mod} = 30$  kV. Les mesures faites par la sonde capacitive sont, par contre, davantage en accord avec la théorie (Fig. 7.11). L'erreur absolue sur la vitesse perpendiculaire à partir des sondes capacitives est d'au moins  $\pm 0.02$  en supposant, outre l'erreur d'étalonnage, une erreur relative de la mesure du courant de 10 % et une erreur relative de la tension de 5 %.

La dépendance de la vitesse moyenne perpendiculaire et de sa distribution en fonction du courant du faisceau d'électrons, qui n'a pas dépassé 4.5 A à cause des décharges électriques dans le canon à électrons, est représentée sur les figures 7.12 et 7.13. La tension d'accélération est de  $-62.0$  kV et la tension de modulation de 27.5 kV. Les résultats de l'émission cyclotron électronique montrent que les valeurs de la vitesse moyenne sont en bon accord avec la théorie tandis que les largeurs relatives de la distribution de vitesse restent 2–3 fois plus larges que les prévisions théoriques. Les résultats des sondes capacitives sont tout à fait en accord avec la théorie; la déviation de la sonde (2) reste cependant plus grande.

## 7.4.2 Discussion des résultats

### 7.4.2.1 Distribution de vitesse calculée par le code DAPHNE

La vitesse perpendiculaire d'un électron au milieu de la région d'interaction, calculée par le code DAPHNE, en fonction de son point de départ de la cathode est tracée sur la figure 7.14. Le nombre de trajectoires électroniques  $N_e$  est de 16 et leurs points de départ sont distribués uniformément sur la cathode du canon à électrons. La forte corrélation entre la vitesse finale de l'électron et sa position initiale sur la cathode met en évidence le fait que la vitesse calculée n'est pas une variable aléatoire. Cela est également valable pour la vitesse parallèle et pour le facteur relativiste, qui reste constant, ainsi que le montre la figure 7.15. En changeant légèrement l'angle d'ouverture de la cathode,  $\Phi_c$ , qui est de  $30^\circ$ , par  $\pm 2^\circ$ , on voit sur la figure 7.16 que la distribution de vitesse calculée par DAPHNE est en fait déterminée par la géométrie du canon à électrons. Comme la fonction de distribution de vitesse n'est évidemment pas une « vraie » distribution de probabilité, une augmentation du nombre de trajectoires électroniques,  $N_e$ , n'a aucune influence sur la distribution calculée.

La fonction de partition  $F(\beta_\perp)$  de la fonction de distribution de vitesse perpendicu-



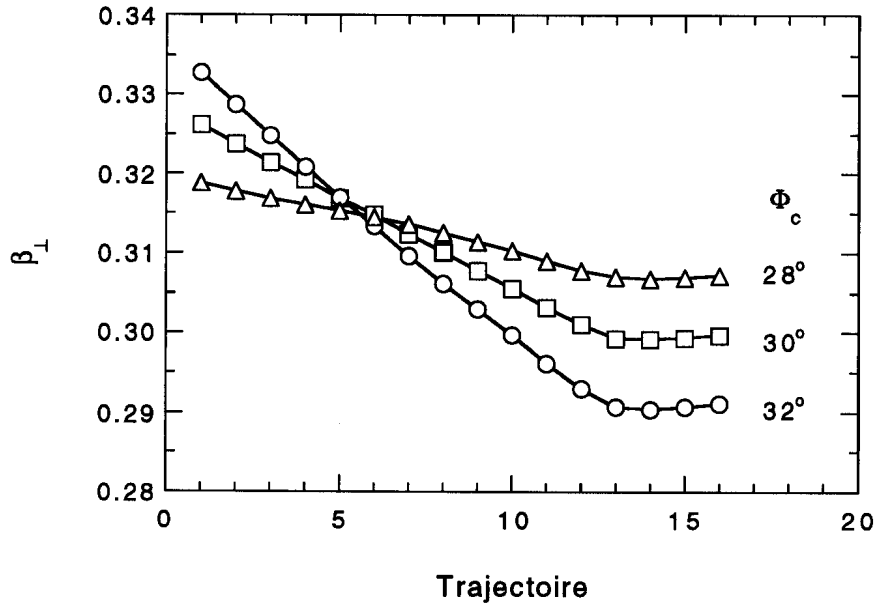


Figure 7.16: Vitesse perpendiculaire  $\beta_{\perp}$  calculée par le code DAPHNE, en fonction de l'angle d'ouverture  $\Phi_c$  (slant angle) de la cathode;  $V_c = -62.0$  kV,  $V_{mod} = +25.0$  kV,  $I_b = 1.5$  A.

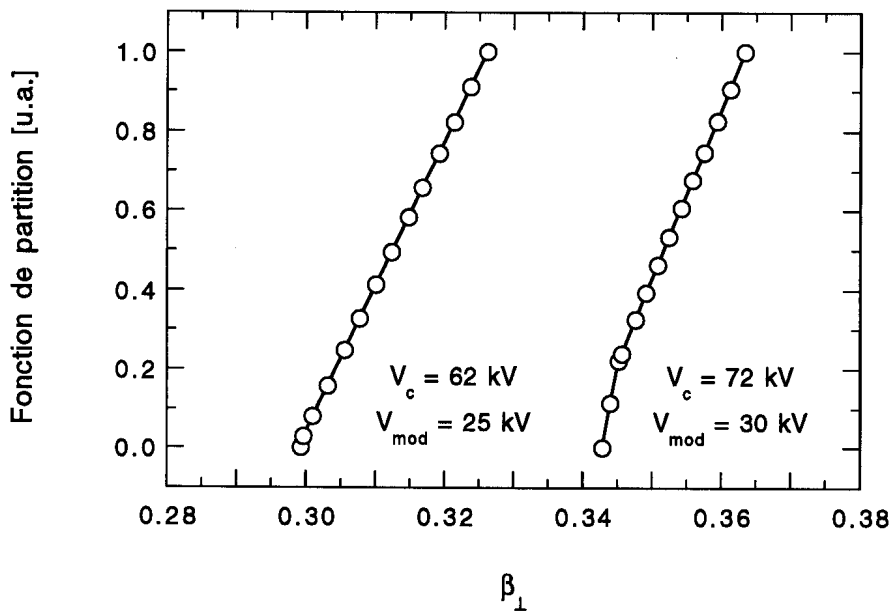


Figure 7.17: Fonction de partition de la vitesse perpendiculaire,  $F(\beta_{\perp})$ , dans la région d'interaction;  $I_b = 1.5$  A,  $\Phi_c = 30^\circ$ .

laire  $f(\beta_{\perp})$ , avec :

$$F(\beta_{\perp}) = \sum_{\beta_{\perp, \min}}^{\beta_{\perp}} f(\beta_{\perp}) , \quad (7.6)$$

montre (Fig. 7.17) que la fonction de distribution calculée par DAPHNE est plutôt une distribution discontinue tandis que la fonction de distribution mesurée est une distribution gaussienne. Or, la largeur du spectre mesuré est au minimum une convolution d'une fonction de distribution discontinue avec une fonction de distribution gaussienne, qui est surtout, en raison de la mesure, la fonction dominante. Ce fait est illustré sur la figure 7.18. A partir de la distribution discontinue de vitesse parallèle (Fig. 7.15), une demi-largeur du spectre de 1.5 % est supposée, ce qui correspond à une demi-largeur d'environ 2 GHz autour de la fréquence moyenne d'environ 138 GHz. La demi-largeur du spectre mesuré est de 5 GHz. La déconvolution des deux spectres montre que la fonction de distribution gaussienne reste évidemment dominante et que, par conséquent, l'effet de la géométrie du canon sur la fonction de distribution de vitesse mesurée est négligeable.

#### 7.4.2.2 Fonction de distribution de vitesse initiale des électrons

A part le cas de l'influence de la géométrie du canon à électrons sur la fonction de distribution de vitesse du faisceau d'électrons, qui est néanmoins négligeable (Paragr. 7.4.2.1), la distribution de vitesse initiale des électrons sur la cathode,  $\Delta\beta_{\perp,c}/\bar{\beta}_{\perp,c}$ , n'a pas été discutée jusqu'à présent. Celle-ci est liée à la distribution de vitesse perpendiculaire dans la région d'interaction,  $\Delta\beta_{\perp}/\bar{\beta}_{\perp}$ , par la conservation du moment magnétique  $\mu$  des électrons (Chap. 2.3.3 de [84]) :

$$\mu = \frac{\frac{1}{2}m_e v_{\perp}^2}{B} . \quad (7.7)$$

Comme le changement de la masse de l'électron est négligeable par rapport au changement du champ magnétique  $B$  pour une compression magnétique de 20, on obtient les relations :

$$\bar{\beta}_{\perp} = \bar{\beta}_{\perp,c} \sqrt{\frac{B_o}{B_c}} , \quad (7.8)$$

$$\Delta\beta_{\perp} = \Delta\beta_{\perp,c} \sqrt{\frac{B_o}{B_c}} , \quad (7.9)$$

et, ainsi :

$$\delta\beta_{\perp,c} = \frac{\Delta\beta_{\perp,c}}{\bar{\beta}_{\perp,c}} = \frac{\Delta\beta_{\perp}}{\bar{\beta}_{\perp}} = \delta\beta_{\perp} . \quad (7.10)$$

La largeur relative de la fonction de distribution de vitesse perpendiculaire est alors une grandeur conservée.

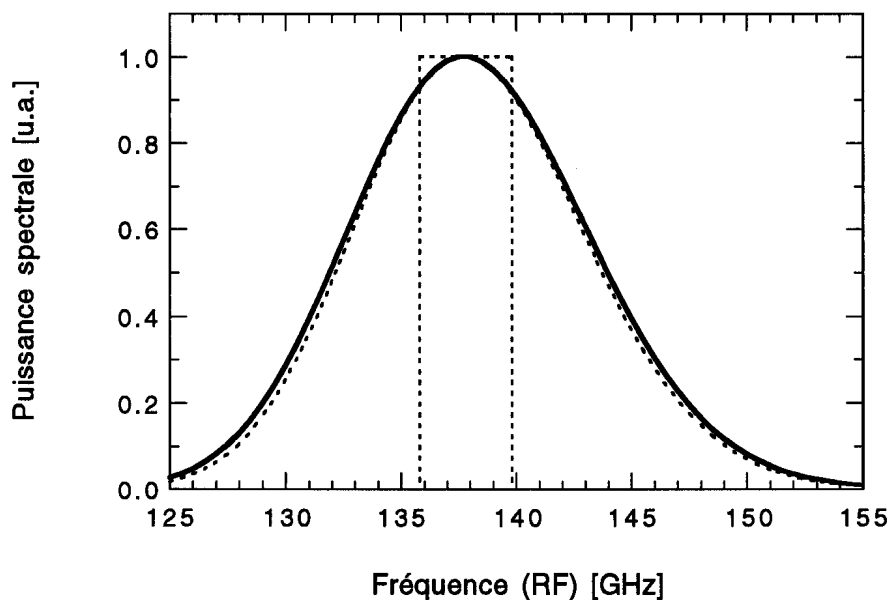


Figure 7.18: Déconvolution d'une fonction de distribution gaussienne d'une demi-largeur de 5 GHz (ligne continue) en une fonction de distribution discontinue d'une demi-largeur de 2 GHz et une fonction de distribution gaussienne (pointillé).

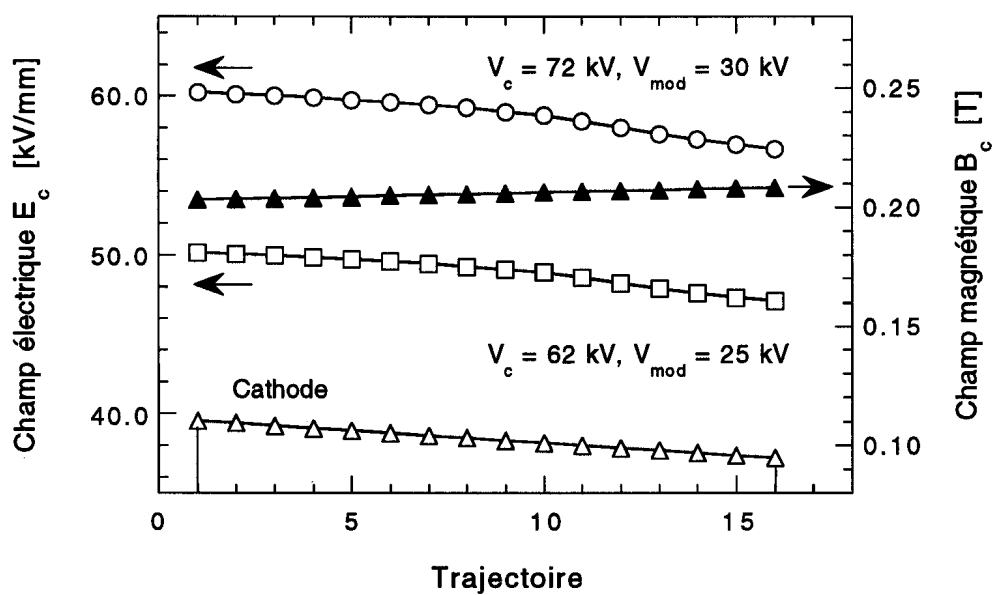


Figure 7.19: Champ électrique  $E_c$  et champ magnétique  $B_c$  sur la cathode du canon à électrons; calculés par le code DAPHNE;  $I_b = 1.5$  A.

### Vitesse de dérive

Pour le canon d'injection magnétron, la vitesse perpendiculaire moyenne initiale  $\bar{\beta}_{\perp,c}$  des électrons sur la cathode est approchée par la solution stationnaire de la vitesse de dérive  $\beta_d$  (drift velocity) due aux champs électrique  $E_c$  et magnétique  $B_c$  ainsi qu'à l'angle d'ouverture de la cathode (slant angle)  $\Phi_c$  (Chap. 2.2.2 de [84]) :

$$\beta_d = \frac{1}{c} \frac{|\vec{E}_c \times \vec{B}_c|}{B_c^2} = \frac{1}{c} \frac{E_c}{B_c} \cos \Phi_c. \quad (7.11)$$

Une variation de la vitesse initiale apparaît donc, causée par une variation du champ électrique à la surface de la cathode  $E_c$  :

$$\left. \frac{\Delta \beta_d}{\beta_d} \right|_{\Delta E_c} = \frac{\Delta E_c}{E_c}, \quad (7.12)$$

et causée également par une variation du champ magnétique  $B_c$  :

$$\left. \frac{\Delta \beta_d}{\beta_d} \right|_{\Delta B_c} = -\frac{\Delta B_c}{B_c}, \quad (7.13)$$

qui est cependant plus faible (Fig. 7.19). Comme les variations des champs  $E_c$  et  $B_c$  sont déterminées par la géométrie du canon, la distribution de la vitesse initiale n'est certainement pas une distribution de probabilité. Par conséquent, la vitesse perpendiculaire dans la région d'interaction calculée par le code DAPHNE est déterminée par le lieu de départ de l'électron sur la cathode (Fig. 7.14). On note que la valeur de la vitesse de dérive calculée à l'aide de l'équation (7.11), pour  $E_c = 50 \text{ kV/cm}$ ,  $B_c = 0.2 \text{ T}$ ,  $\Phi_c = 30^\circ$  et une compression magnétique de 20, est de 0.32 et correspond bien à la valeur calculée par DAPHNE à 1.5 A où les effets de charge d'espace sont encore assez faibles (Fig. 7.14). Enfin, la variation du champ électrique  $E_c$  en fonction du rayon de la cathode  $r_c$  (Fig. 7.19) est différente de la variation donnée par l'équation (2.5) qui est de  $1/r_c$ . Ce comportement est dû au fait que la géométrie du canon ne correspond pas à la géométrie « parfaite » d'un condensateur « conique » supposée pour dériver l'équation (2.5).

## Fonction de distribution de vitesse initiale

### Distribution de vitesse thermique

La fonction de distribution d'énergie des électrons dans la cathode  $f(W)$  est déterminée par la distribution de Fermi<sup>a</sup> - Dirac<sup>b</sup> (Eq. 5.4 de [53]) :

$$f(W) = \frac{1}{e^{(W-W_0)/k_B T_c} + 1} ; \quad (7.14)$$

$W_0$  est le niveau Fermi (Fermi level), ce qui correspond au niveau supérieur de la bande de conduction de la cathode. Comme l'énergie des électrons émis,  $W - W_0$ , est de l'ordre du potentiel de sortie,  $e\phi_w \simeq 2 \text{ eV}$ , pour la cathode d'oxyde de baryum, et comme le facteur  $k_B T_c$  est seulement de  $0.1 \text{ eV}$  à  $T_c \simeq 1273 \text{ K}$ , la fonction de distribution d'énergie des électrons émis par la cathode est donnée par :

$$f(W) = \exp\left(-\frac{W - W_0}{k_B T_c}\right). \quad (7.15)$$

L'énergie cinétique initiale  $W$  des électrons peut s'écrire :

$$W(v_x, v_y, v_z) = \frac{1}{2} m_{o,e} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2), \quad (7.16)$$

et  $f(W)$  est donc :

$$\begin{aligned} f(v_x, v_y, v_z) &= \exp\left(-\frac{\frac{1}{2} m_{o,e} v_x^2 - W_0}{k_B T_c}\right) \\ &\times \exp\left(-\frac{\frac{1}{2} m_{o,e} v_y^2}{k_B T_c}\right) \exp\left(-\frac{\frac{1}{2} m_{o,e} v_z^2}{k_B T_c}\right), \end{aligned} \quad (7.17)$$

avec  $v_x \geq v_{x,min}$ , ainsi que :

$$\frac{1}{2} m_{o,e} v_x^2 - W_0 \geq e\phi_w. \quad (7.18)$$

La composante  $v_x$  est ici la composante de vitesse qui est perpendiculaire par rapport à la surface de la cathode. Si l'énergie cinétique correspondante de l'électron est alors plus grande que le potentiel de sortie, l'électron sera émis. Soit ensuite  $v_y \equiv v_{\perp}$ , la composante de vitesse qui est parallèle à la vitesse de dérive, c'est-à-dire la composante qui est parallèle à la surface de la cathode et perpendiculaire par rapport aux champs électrique  $E_c$  et

---

a. Enrico Fermi, 1901 – 1954

b. Paul Adrien Maurice Dirac, 1902 – 1984

magnétique  $B_c$ . La fonction de distribution de la vitesse initiale dans cette direction  $f_T(\beta_{\perp,c})$  est donc donnée par une distribution gaussienne :

$$f_T(\beta_{\perp,c}) = \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\bar{\beta}_{\perp,c}}{\frac{1}{c} \sqrt{\frac{k_B T_c}{m_{o,e}}}} \right)^2 \right] \quad (7.19)$$

dont la largeur est de :

$$\Delta\beta_{\perp,c} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{k_B T_c}{m_{o,e}}}. \quad (7.20)$$

Comme la vitesse moyenne perpendiculaire de la distribution thermique,  $\bar{\beta}_{\perp,c}|_T$ , est de zéro, la vitesse de dérive  $\beta_d$  (Eq. 7.11) détermine la vitesse moyenne perpendiculaire. La largeur relative initiale thermique est alors donnée par :

$$\frac{\Delta\beta_{\perp,c}}{\beta_d} \Big|_T = \frac{B_c}{E_c \cos \Phi_c} \sqrt{\frac{k_B T_c}{m_{o,e}}}. \quad (7.21)$$

Elle est de l'ordre de 1 % : la vitesse de dérive  $\beta_d$  est de 0.07 pour  $E_c = 50 \text{ kV/cm}$ ,  $B_c = 0.2 \text{ T}$  et  $\Phi_c = 30^\circ$  ; la largeur absolue  $\Delta\beta_{\perp,c}$  est, par contre, seulement de  $5 \cdot 10^{-4}$  à  $T_c = 1273 \text{ K}$ . L'effet thermique est donc négligeable par rapport à la variation du champ électrique  $E_c$  de 3 % (Fig. 7.19).

### Rugosité de la cathode

Jusqu'à présent, une surface parfaitement plane de la cathode a été supposée. Par conséquent, une surface équipotentielle du champ électrique  $E_c$  est concentrique par rapport à la cathode et aucune composante du champ électrique n'existe évidemment dans cette surface. Une surface rugueuse de la cathode, par contre, perturbe la surface équipotentielle et y introduit ainsi un champ électrique. Une faible fraction de l'énergie cinétique totale, qui reste évidemment constante en raison de la conservation d'énergie, va, donc, introduire un mouvement cinétique initial des électrons parallèle par rapport à la surface de la cathode. Or, une cathode dont la surface est rugueuse équivaut à une cathode dont la surface est parfaitement plane mais non-équipotentielle. En introduisant le paramètre  $\Delta U$  comme perturbation de la surface équipotentielle  $U_o$ , on fait ensuite la supposition que la distribution de potentiel  $f(U)$  de la cathode peut s'écrire :

$$f(U) = \exp \left( -\frac{|U - U_o|}{\Delta U} \right), \quad (7.22)$$

Cette équation tient compte du fait que l'influence de la rugosité de la cathode est moins importante pour un canon non-adiabatique qui est utilisé avec un champ électrique  $E_c$  d'un ordre de grandeur inférieur à celui d'un canon d'injection magnétron [118]. La déviation du potentiel  $\Delta U$  est, dans ce cas aussi, d'un ordre de grandeur inférieur et  $f(U)$  est donc moins large.

Soit  $\beta_{\perp,c}$  la composante de vitesse dans la direction de la vitesse de dérive  $\beta_d$ , l'énergie cinétique des électrons dans cette direction peut s'écrire :

$$\frac{c^2}{2} m_{o,e} \beta_{\perp,c}^2 = e |U - U_o|, \quad (7.23)$$

et, ainsi, la fonction de distribution de vitesse perpendiculaire  $f_R(\beta_{\perp,c})$ :

$$f_R(\beta_{\perp,c}) = \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\beta_{\perp,c}}{\frac{1}{c} \sqrt{\frac{e}{m_{o,e}} \Delta U}} \right)^2 \right]. \quad (7.24)$$

La largeur relative de la distribution de vitesse initiale est donc :

$$\left. \frac{\Delta \beta_{\perp,c}}{\beta_d} \right|_R = \frac{B_c}{E_c \cos \Phi_c} \sqrt{\frac{e}{m_{o,e}} \Delta U} \quad (7.25)$$

$$\simeq \frac{1}{2} \frac{B_c [\text{T}]}{E_c [\text{V}/\mu\text{m}]} \sqrt{\Delta U [\text{V}]} . \quad (7.26)$$

Une perturbation  $\Delta U$  de la surface équipotentielle de la cathode de 15 V ( $E_c = 5 \text{ V}/\mu\text{m}$ ,  $B_c = 0.2 \text{ T}$ ) génère une largeur relative de la distribution de vitesse initiale et, donc, une largeur relative de la distribution de vitesse perpendiculaire  $\delta \beta_{\perp}$  (Eq. 7.10) de  $\simeq 8\%$ . Cette valeur correspond à la valeur mesurée, comme le montre la figure 7.20 qui représente les largeurs relatives de la distribution de vitesse perpendiculaire mesurées en fonction de la tension de modulation pour différentes tensions d'accélération. Pour obtenir une perturbation  $\Delta U$  de 15 V, on doit supposer des structures de la cathode de l'ordre du micromètre car le champ électrique  $E_c$  à la cathode est de  $5 \text{ V}/\mu\text{m}$ .

### Structure de la surface

L'influence de la rugosité de la cathode sur la distribution de vitesse des électrons a été étudiée pour la première fois par Tsimring [119]. A partir d'un modèle présenté dans cette publication, Piosczyk [118] a approché la surface rugueuse par un seul cône d'un angle d'ouverture de  $50^\circ$ . Le cône se trouve sur une des deux surfaces d'un condensateur

plan. Ensuite, un électron, sortant du cône, est aussi accéléré dans une direction parallèle à la surface plan du condensateur. L'énergie cinétique maximale  $W_s$  ainsi gagnée est [118] :

$$W_s \simeq 0.6 h_o e E_c, \quad (7.27)$$

où  $h_o$  est la hauteur du cône. Pour un champ électrique  $E_c$  de  $5 \text{ V}/\mu\text{m}$ , une hauteur  $h_o$  de  $5 \mu\text{m}$  du cône correspond donc à une énergie cinétique maximale de  $15 \text{ eV}$ . En tenant compte d'une structure de la rugosité de la cathode bien plus complexe que celle approchée par ce modèle, la fonction de distribution de vitesse perpendiculaire mesurée pourrait donc être liée à la rugosité de la cathode.

### Dépendance de la tension de modulation

Comme la tension perturbatrice  $\Delta U$  est proportionnelle à la tension de modulation  $V_{mod}$  appliquée, la dépendance de la largeur relative de la distribution de vitesse de la tension de modulation  $V_{mod}$  peut s'écrire :

$$\delta\beta|_R = \frac{\Delta\beta_{\perp,c}}{\beta} \bigg|_R \sim \frac{1}{\sqrt{V_{mod}}}. \quad (7.28)$$

Pour la température initiale des électrons, cette dépendance de la distribution de vitesse est, par contre, donnée par (Eq. 7.21):

$$\delta\beta|_T = \frac{\Delta\beta_{\perp,c}}{\beta} \bigg|_T \sim \frac{1}{V_{mod}}. \quad (7.29)$$

Pourtant, l'élargissement de la distribution de vitesse due à la température initiale des électrons est beaucoup plus petite. La dépendance de la largeur relative de la tension de modulation reste, donc, dominée par  $1/\sqrt{V_{mod}}$ . Les largeurs relatives mesurées diminuent en fait légèrement, comme le montre la figure 7.20. Cela vaut aussi pour les valeurs théoriques calculées par le code DAPHNE. Comme les largeurs théoriques ne sont déterminées que par la géométrie du canon à électrons et comme cet effet est négligeable par rapport à la largeur mesurée (Fig. 7.18), on ne peut cependant pas mettre les valeurs calculées par DAPHNE en corrélation avec les résultats expérimentaux. En supposant que la diminution de largeur observée est liée à la rugosité de la cathode, le changement relatif de la largeur  $\delta\beta|_R$  (Eq. 7.28) est donné par :

$$\delta(\delta\beta|_R) = -\frac{1}{2} \frac{\Delta V_{mod}}{V_{mod}^o}. \quad (7.30)$$

Il est de  $\pm 7\%$  et, donc, plus faible que le changement  $\delta(\delta_{\perp})$  mesuré de  $\simeq 14\%$  (Fig. 7.20).



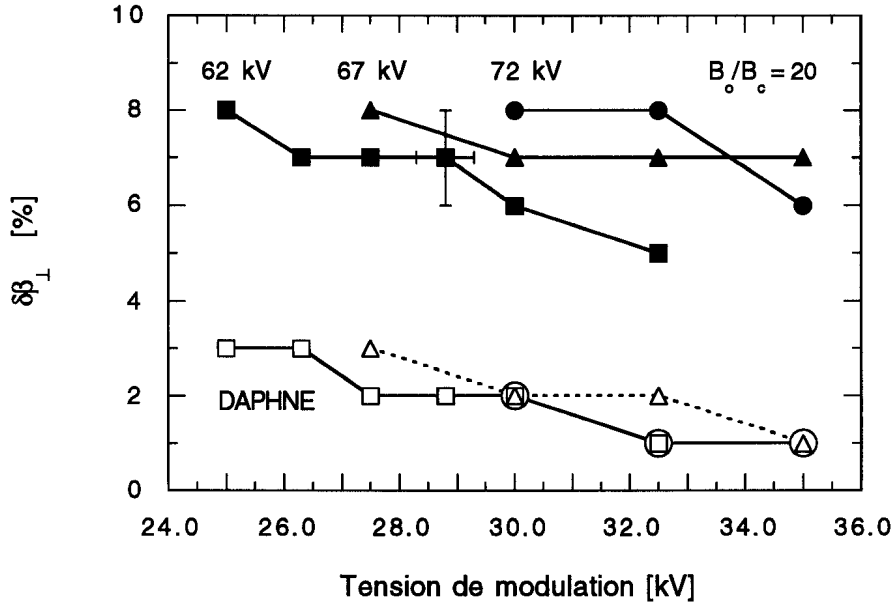


Figure 7.20: Largeur relative,  $\delta\beta_{\perp}$ , de la fonction de distribution de vitesse perpendiculaire en fonction de la tension de modulation,  $V_{mod}$ ; tensions d'accélération: 62 kV (carré), 67 kV (triangle), 72 kV (cercle);  $I_b = 1.5$  A; compression magnétique: 20;  $\Delta B_c/\Delta z = 4$  G/mm; symboles ouverts: valeurs théoriques.

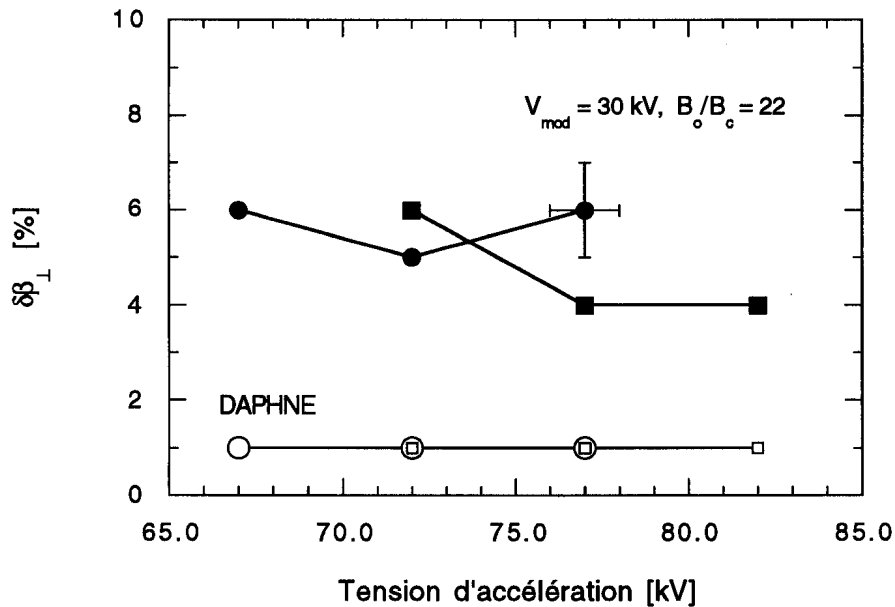


Figure 7.21: Largeur relative,  $\delta\beta_{\perp}$ , de la fonction de distribution de vitesse perpendiculaire en fonction de la tension d'accélération,  $V_c$ ;  $V_{mod} = 30.0$  kV,  $I_b = 1.5$  A; compression magnétique: 22; cercle:  $\Delta B_c/\Delta z = 5$  G/mm, carré:  $\Delta B_c/\Delta z = 7$  G/mm; symboles ouverts: valeurs théoriques.

### Dépendance du champ magnétique

La compression du champ magnétique a été augmentée de 20 à 22 en diminuant le champ magnétique à la cathode de 10 %. Comme la plus haute compression diminue la vitesse parallèle dans la région d'interaction, la tension d'accélération doit être augmentée pour mesurer un spectre dans la bande de fréquence RF de 130.0–148.5 GHz. La figure 7.21 trace la largeur relative mesurée de la fonction de distribution de vitesse perpendiculaire en fonction de la tension d'accélération pour une tension de modulation de 30 kV et deux gradients du champ magnétique sur la cathode  $\Delta B_c/\Delta z$  légèrement différents. La largeur relative  $\delta\beta_\perp$  s'établit maintenant à 5–6 % (Fig. 7.21) alors qu'elle était de 7–8 % pour un plus fort champ magnétique à la cathode (Fig. 7.20), soit une baisse de  $\simeq 25$  %. Cette diminution observée est en accord qualitatif avec l'équation (7.26) :

$$\delta(\delta\beta|_R) = \frac{\Delta B_c}{B_c} \simeq 10 \%. \quad (7.31)$$

Pourtant, le changement relatif mesuré de la largeur relative de vitesse de  $\simeq 25$  % est, de nouveau, plus large que la prévision effectuée à partir du simple modèle présenté.

### Note

Il faut noter que, en introduisant la vitesse perpendiculaire  $\beta_\perp$  comme variable indépendante du modèle de la rugosité de la cathode et en supposant un faisceau d'électrons monoénergétique  $\gamma_0$ , la vitesse parallèle n'est finalement plus un paramètre libre et qu'elle diffère ainsi légèrement d'une distribution gaussienne, comme le montre la figure 7.22. Pour calculer le spectre, il vaut donc mieux introduire une fonction de distribution de vitesse perpendiculaire dans l'intégrale (6.80) et l'intégrer ensuite sur la vitesse perpendiculaire au lieu de l'intégrer sur la vitesse parallèle. Cependant, la figure 7.23 montre que le spectre reste pratiquement gaussien dans la bande de fréquence RF du spectromètre, c'est-à-dire que même si la « vraie » distribution du point de vue de la probabilité est, dans ce cas, celle de la vitesse perpendiculaire, on ne peut pas choisir entre les deux interprétations faites à partir de la mesure.

#### 7.4.2.3 Faisceau d'électrons non-monoénergétique

Jusqu'à présent, un faisceau d'électrons monoénergétique  $\gamma_0$  a été supposé. Par conséquent, seule une des deux composantes de vitesse  $\beta_\parallel$  et  $\beta_\perp$  est un paramètre libre. Par contre, des ondes électrostatiques [120, 121, 122], c'est-à-dire les effets de charge d'espace AC, et des ondes électromagnétiques, c'est-à-dire de faibles interactions électromagnétiques

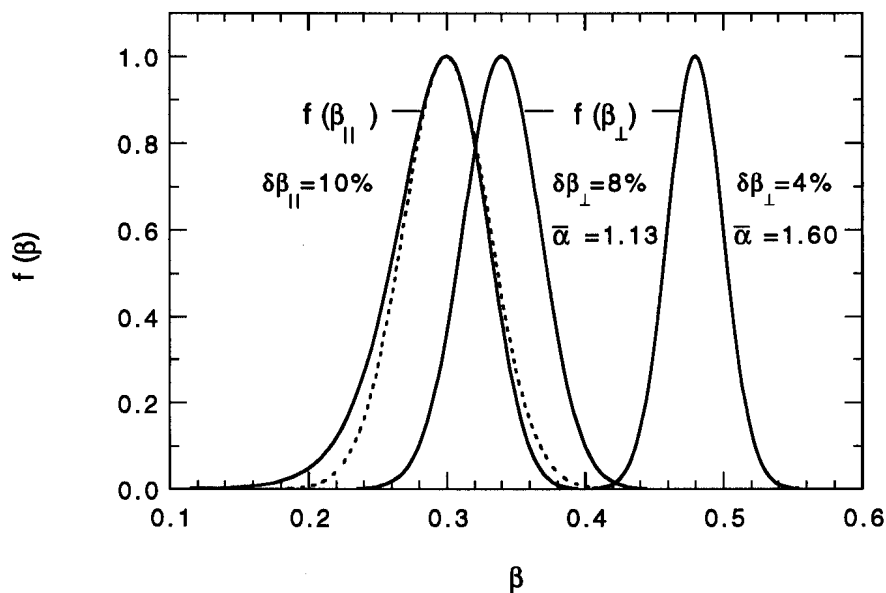


Figure 7.22: Distribution de vitesse perpendiculaire gaussienne  $f(\beta_{\perp})$  et distribution de vitesse parallèle,  $f(\beta_{\parallel})$ , correspondante pour un faisceau d'électrons monoénergétique;  $\bar{\alpha} = 1.13$  et  $1.60$ .

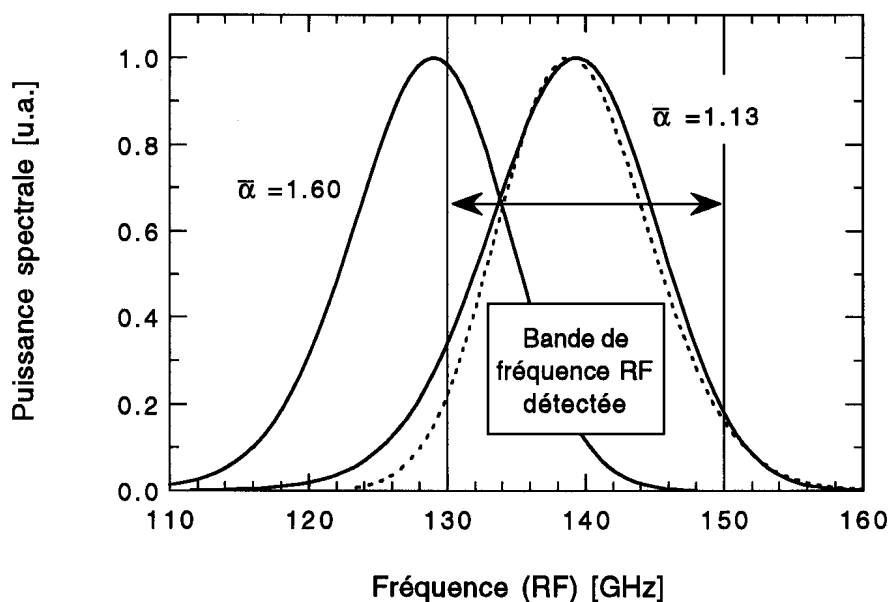


Figure 7.23: Spectre d'émission cyclotron électronique calculé en supposant une distribution de vitesse perpendiculaire gaussienne (ligne continue);  $\bar{\alpha} = 1.13$  et  $1.60$ ; en pointillé: spectre d'une distribution de vitesse parallèle gaussienne.

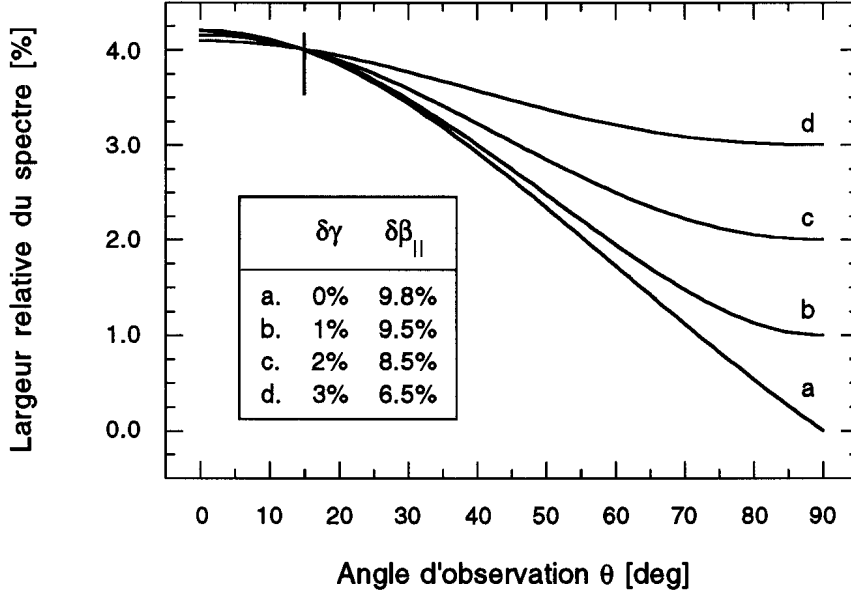


Figure 7.24: Largeur relative du spectre d'émission cyclotron électronique en fonction de l'angle d'observation  $\theta$  pour différentes largeurs de la fonction de distribution de vitesse parallèle,  $\delta\beta_{||}$ , et de la fonction de distribution du facteur relativiste,  $\delta\gamma$ , pour lesquelles la largeur relative du spectre à  $\theta = 15^\circ$  est de 4 % ;  $\bar{\beta}_{||} = 0.3$ .

maser cyclotron, peuvent élargir la fonction de distribution du facteur relativiste autour de la valeur moyenne et ainsi élargir la fréquence cyclotron relativiste. Le spectre est, dans ce cas, alors déterminé par deux paramètres de triplé  $\beta_{\perp}, \beta_{||}$  et  $\gamma$ .

La figure 7.24 trace la largeur relative du spectre en fonction de l'angle d'observation,  $\theta$ , pour différentes largeurs  $\delta\gamma$  de la fonction de distribution du facteur relativiste,  $f(\gamma)$ . La largeur  $\delta\beta_{||}$  de la fonction de distribution de vitesse parallèle,  $f(\beta_{||})$ , est telle que la largeur relative du spectre, obtenue à  $15^\circ$ , est de 4 %, ce qui correspond à la valeur mesurée.

On constate que la largeur mesurée du spectre ne peut pas être attribuée qu'à une distribution du facteur relativiste : la distribution de vitesse parallèle reste toujours plus large que la valeur théorique calculée par le code DAPHNE, qui est de 3 %. De plus, seule une largeur relative du facteur relativiste de l'ordre de 1 %, ce qui correspond à 6 keV pour  $\gamma = 1.121$ , est générée par les ondes électrostatiques ou électromagnétiques [123, 124]. Pour l'angle d'observation  $\theta = 15^\circ$ , le spectre est donc dominé par l'effet Doppler. Par conséquent, pour utiliser l'émission cyclotron électronique comme diagnostic de la

fonction de distribution du facteur relativiste, il faut réaliser une mesure supplémentaire du spectre à un angle proche de  $90^\circ$  où la dépendance du spectre de la largeur  $\delta\gamma$  est plus forte.

On pourrait supposer que les deux paramètres libres sont les deux composantes de vitesse  $\beta_{\parallel}$  et  $\beta_{\perp}$ . Pourtant, le spectre mesuré d'une largeur relative de 4 % nécessite, à partir d'une largeur relative  $\delta\beta_{\parallel} = 10\%$ , une largeur  $\delta\beta_{\perp} = 18\%$ , ce qui donne finalement une largeur  $\delta\gamma$  de la distribution du facteur relativiste de 3 % ; une valeur peu probable.

### Efficacité

La figure 7.25 représente l'efficacité de l'interaction maser cyclotron en fonction de la largeur relative de la fonction de distribution de vitesse parallèle et de la fonction de distribution du facteur relativiste. Les fonctions de distribution de vitesse et de distribution du facteur relativiste utilisées sont des distributions normales. L'efficacité non-linéaire a été calculée à partir des équations du mouvement des électrons dans le champ électromagnétique ( $\text{TEM}_{0,0}$ ) du résonateur quasi-optique du gyrotron (Eq. 13, 14 de [36]).

On constate que l'efficacité ne dépend que faiblement de la distribution de vitesse tandis qu'elle dépend fortement de la distribution de facteur relativiste, ce qui est dû au fait que le désaccord entre la fréquence de l'onde électromagnétique et la fréquence cyclotron de l'électron est déterminé par le facteur relativiste et que la « résonance » du désaccord optimal est assez étroite. Par contre, la fonction de distribution de vitesse détermine le temps que la particule passe dans la région d'interaction et influence ainsi l'efficacité d'une manière moins importante.

Pour appliquer l'émission cyclotron électronique comme diagnostic du facteur relativiste, il faut donc effectuer les mesures pour un angle d'observation proche de  $90^\circ$  où le spectre reste dominé par  $\gamma$  (Fig. 7.24).

#### 7.4.2.4 Vitesse moyenne de la distribution de vitesse

La vitesse perpendiculaire moyenne a été mesurée pour toute la gamme de paramètres d'opération mentionnée au paragraphe précédent et en supposant un faisceau d'électrons monoénergétique (Fig. 7.26, 7.27). Pour comparer directement les résultats expérimentaux aux résultats théoriques, ceux-ci sont représentés par le paramètre  $\alpha$ . On peut principalement constater que les mesures effectuées par les sondes capacitives complètes sont en bon accord avec les résultats théoriques. Cette observation est également en accord avec les résultats obtenus soit par des sondes capacitives soit par des potentiels retardateurs [75, 76, 78, 116, 117]. Il faut mentionner que le courant a été limité à 4.5 A. Or, le

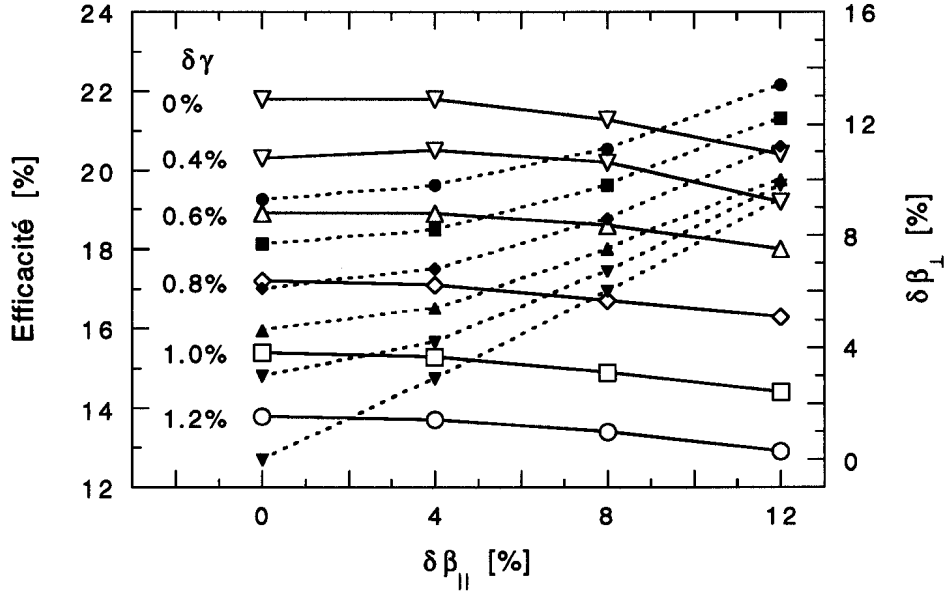


Figure 7.25: Efficacité de l'interaction maser cyclotron en fonction de la largeur relative de la fonction de distribution de vitesse parallèle et de la fonction de distribution du facteur relativiste (symboles ouverts); symbole équivalent fermé: largeur relative de la fonction de distribution de vitesse perpendiculaire correspondante; fonctions de distribution gaussiennes;  $V_c = -70$  kV,  $\alpha = 1.17$ ,  $B_o = 3.97$  T,  $\nu_o = 100.5$  GHz,  $r_b = 2.25$  mm,  $d = 337$  mm,  $g = 1 - d/R = 0.326$ ,  $T = 4.4$  %, TEM<sub>o,o</sub>,  $E_{RF} = 6$  MV/m,  $N_e = 8192$  (p. 96 et 99 de [38]).

courant ( $I > 10$  A) pour lequel une différence entre l'expérience et la théorie a été observée par Guss et al. [78] pour une valeur de  $\alpha$  légèrement plus haute que 1.9 n'a pas pu être obtenu.

Par contre, les mesures effectuées par l'émission cyclotron électronique montrent une différence du paramètre  $\alpha$  mesurée par rapport à la valeur calculée (Fig. 7.27). Cette différence se produit à basse énergie ( $V_c = -62.0$  kV) à partir de  $\alpha \simeq 1.4$ . Aux plus hautes énergies, par contre, le paramètre  $\alpha$  mesuré a toujours tendance à être plus petit que la valeur théorique. Si le paramètre  $\alpha$  est alors en bon accord dans le conduit du faisceau d'électrons, il est, dans la plupart des cas, plus petit que prévu dans la région de propagation libre du faisceau.

La figure 7.28 trace les paramètres  $\beta_{||}$  et  $\gamma$  pour lesquels la fréquence moyenne  $\bar{\nu}_c$  du spectre, où  $\bar{\nu}_c$ :

$$\bar{\nu}_c = \frac{f_o}{\gamma(1 - \beta_{||} \cos \theta)}, \quad (7.32)$$

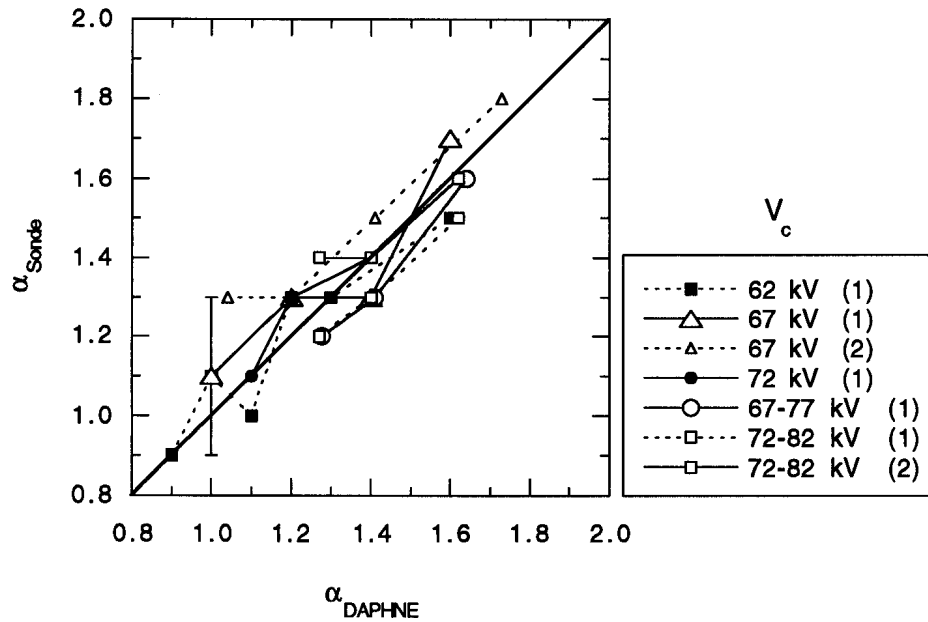


Figure 7.26: Paramètre  $\alpha$  mesuré par la sonde capacitive, (1) et (2), en fonction du paramètre  $\alpha$  théorique de DAPHNE;  $I_b = 1.5$  A.

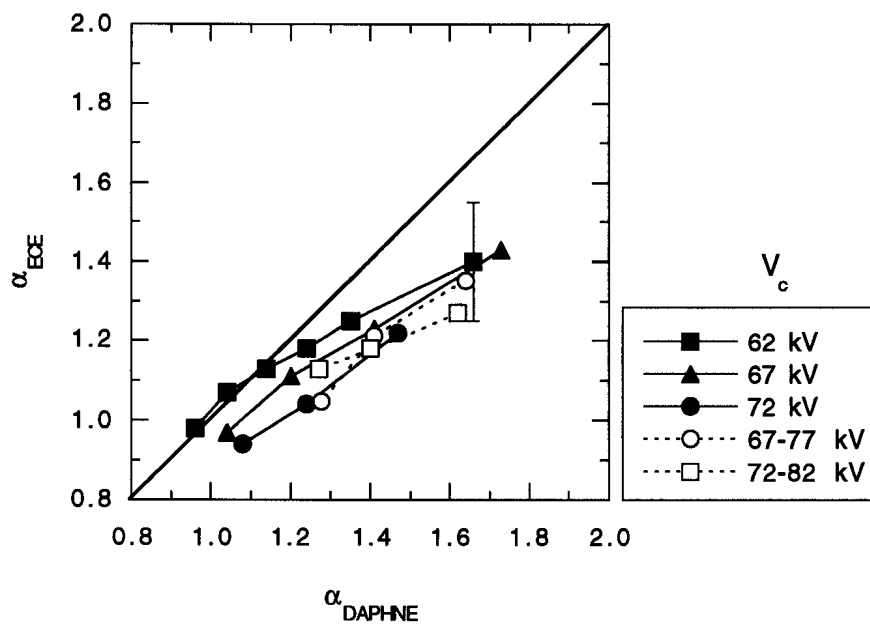


Figure 7.27: Paramètre  $\alpha$  mesuré par l'émission cyclotron électronique en fonction du paramètre  $\alpha$  théorique de DAPHNE au milieu de la région d'interaction;  $I_b = 1.5$  A.

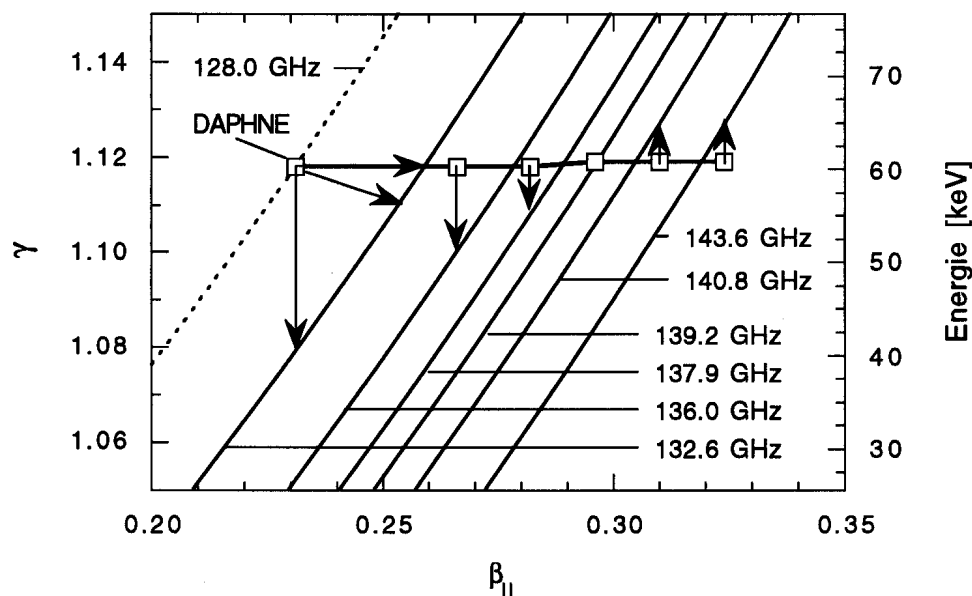


Figure 7.28 : Comparaison des fréquences moyennes du spectre mesuré, représentées en fonction du facteur relativiste  $\gamma$  et de la vitesse parallèle  $\beta_{||}$ , aux valeurs correspondantes du code DAPHNE (carrés);  $V_c = -62.0$  kV,  $V_{mod}$  de 25.0 à 32.5 kV,  $I_b = 1.5$  A,  $\theta = 15^\circ$ ,  $f_o = 111.2$  GHz.

correspond à la fréquence moyenne mesurée à  $\theta = 15^\circ$ . Comme une augmentation du paramètre  $\alpha$  correspond à une diminution de la vitesse parallèle  $\beta_{||}$ , la fréquence moyenne du spectre diminue en augmentant  $\alpha$ . Pourtant, la diminution de la fréquence moyenne calculée à partir des paramètres du faisceau d'électrons donnés par DAPHNE est plus forte que la diminution mesurée. Par exemple, une fréquence moyenne de 132.6 GHz a été mesurée tandis que la valeur calculée est de 128.0 GHz. Or, le paramètre  $\alpha$  mesuré est plus petit que la valeur prévue par DAPHNE. En attribuant la baisse du paramètre  $\alpha$  à une diminution du facteur relativiste  $\gamma$ , celle-ci devrait dans ce cas dépasser 3% pour obtenir la fréquence moyenne observée, comme le montre la figure 7.28. Une telle valeur est néanmoins peu probable, comme cela a été étudié plus haut. On peut donc conclure que le désaccord du paramètre  $\alpha$  est, au moins, le résultat d'une vitesse parallèle des électrons plus haute que prévue et d'un faible changement du facteur relativiste, ce qui est indiqué par les flèches dans la figure 7.28. Pourtant, la cause d'un tel comportement n'est pas très facile à élucider.



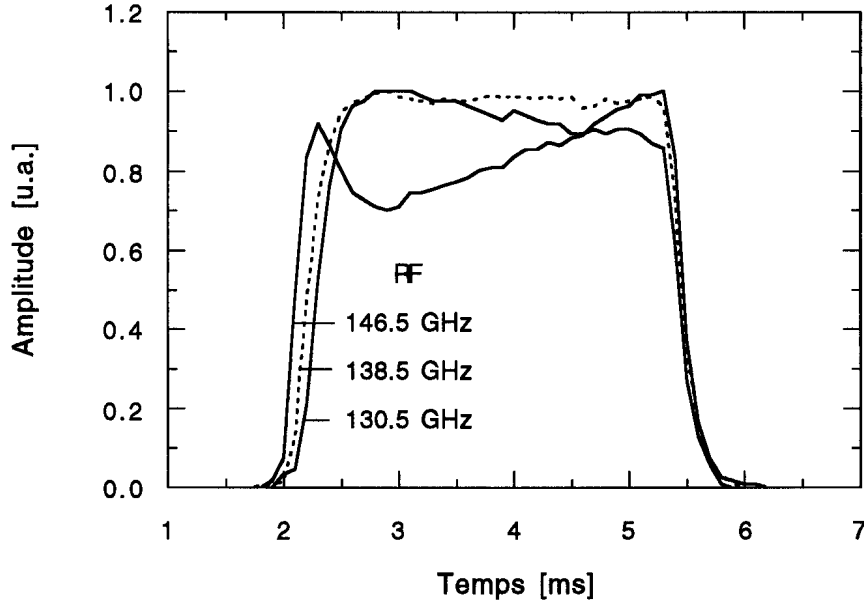


Figure 7.29: Evolution temporelle de l'émission cyclotron électronique pour trois fréquences RF ;  $V_c = -62.0$  kV ;  $V_{mod} = 27.5$  kV ;  $I_b = 4.5$  A.

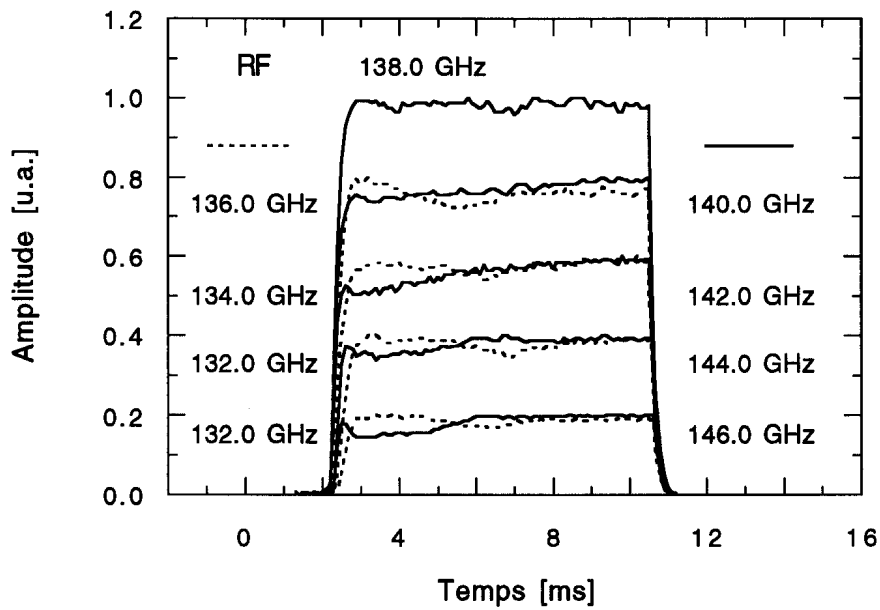


Figure 7.30: Evolution temporelle de l'émission cyclotron électronique pour plusieurs fréquences RF ;  $V_c = -62.0$  kV ;  $V_{mod} = 27.5$  kV ;  $I_b = 4.5$  A.

### Electrons réfléchis

Quelques remarques doivent être faites en ce qui concerne des électrons réfléchis. La compression adiabatique des électrons avant la région d'interaction provoque un miroir magnétique. Les électrons d'une vitesse parallèle initiale insuffisante pour surmonter la bosse magnétique sont donc réfléchis. Or, une sonde capacitive qui se trouve dans la région du miroir magnétique mesure la charge supplémentaire des électrons réfléchis. Comme le nombre d'électrons réfléchis augmente lorsqu'on abaisse la vitesse parallèle, c'est-à-dire en augmentant  $\alpha$ , la perturbation devient de plus en plus importante. Un tel comportement a été observé avec une sonde capacitive installée sur le gyrotron à 115 GHz du CRPP [10]. Par contre, les mesures de la sonde capacitive (2) du gyrotron à 100 GHz n'ont jamais indiqué de phénomènes liés aux électrons réfléchis. Le champ magnétique maximal des deux gyrotrons est de 4.0 T et, à l'emplacement des deux sondes, de  $\simeq 3.9$  T, ce qui ne peut pas expliquer le comportement différent des deux sondes. Cette observation pourrait donc être liée au double fait que la variation du champ magnétique dans la région d'interaction du gyrotron à 115 GHz est de 10 % tandis qu'elle est de 0.5 % pour le gyrotron à 100 GHz et que le gyrotron à 115 GHz a été utilisé avec le résonateur, c'est-à-dire que le faisceau d'électrons a interagi avec le champ électromagnétique à l'intérieur du résonateur.

## 7.5 Evolution temporelle des spectres mesurés

### 7.5.1 Résultats

En dehors de l'amplitude constante du signal d'émission cyclotron électronique autour de la fréquence moyenne du spectre (Fig. 7.4), des changements de l'amplitude ont été observés dans les ailes du spectre. La figure 7.29 présente l'exemple de deux amplitudes normalisées autour de la fréquence moyenne de 138.5 GHz. Tandis que l'amplitude de la plus basse fréquence diminue, celle de la plus haute fréquence augmente, ce qui indique un léger déplacement du spectre vers les plus hautes fréquences pendant la phase stationnaire du tir. Comme ce déplacement est assez faible, l'amplitude autour de la valeur maximale du spectre ne change pratiquement pas. Les amplitudes atteignent finalement, pour de plus longs tirs, et après 4 à 5 ms, un état stationnaire (Fig. 7.30).

La figure 7.29 indique aussi, outre la perturbation à la plus haute fréquence, le délai temporel entre les différentes amplitudes en début d'impulsion. Le spectre se déplace alors vers les plus basses fréquences à cause de l'augmentation de la tension de modulation pendant cette phase de tir (Fig. 7.31). La figure 7.32 met en évidence, par contre, le léger déplacement du spectre vers les plus hautes fréquences pendant la phase stationnaire de

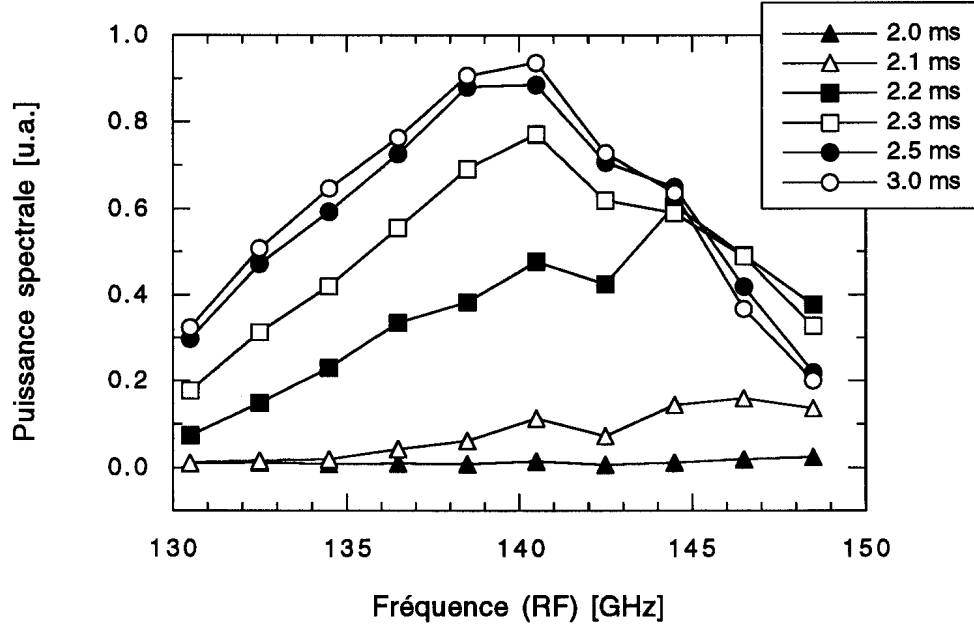


Figure 7.31: Evolution temporelle du spectre d'émission cyclotron;  $V_c = -62.0$  kV;  $V_{mod} = 27.5$  kV;  $I_b = 4.5$  A.

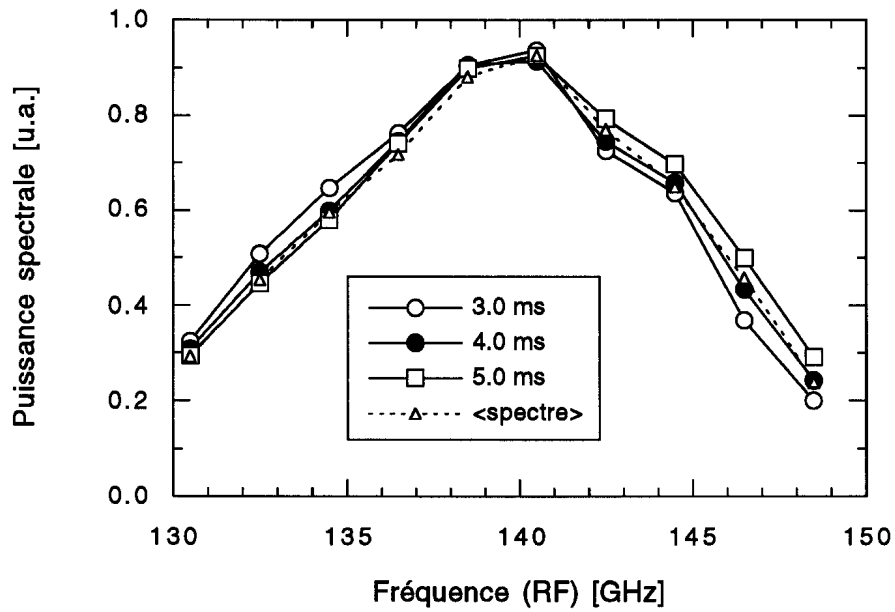


Figure 7.32: Evolution temporelle du spectre d'émission cyclotron;  $V_c = -62.0$  kV;  $V_{mod} = 27.5$  kV;  $I_b = 4.5$  A.

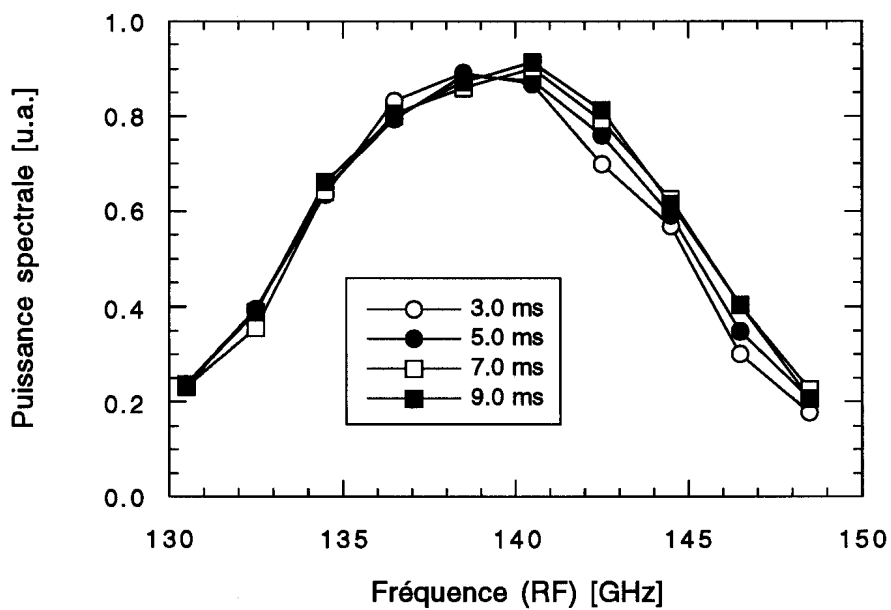


Figure 7.33: Evolution temporelle du spectre d'émission cyclotron;  $V_c = -62.0$  kV;  $V_{mod} = 27.5$  kV;  $I_b = 1.5$  A.

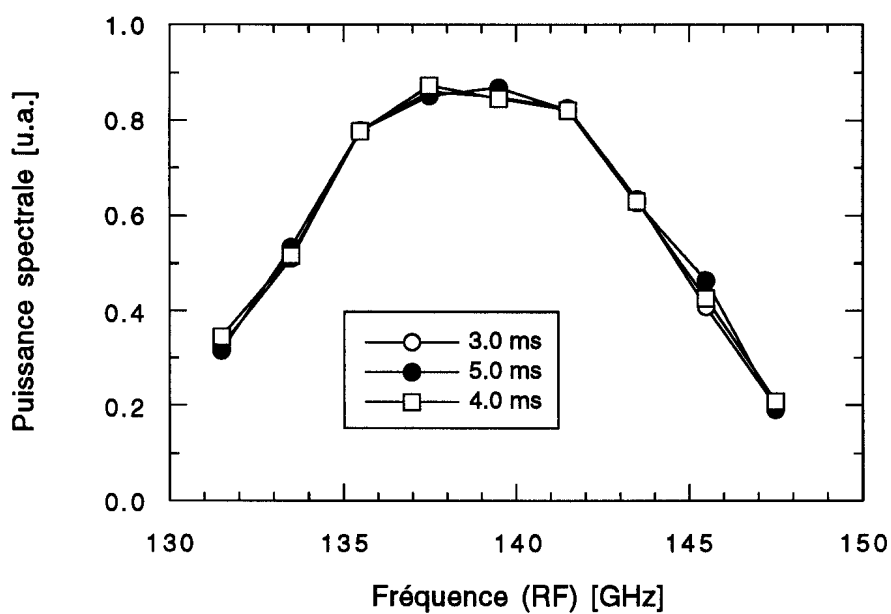


Figure 7.34: Evolution temporelle du spectre d'émission cyclotron;  $V_c = -62.0$  kV;  $V_{mod} = 27.5$  kV;  $I_b = 0.8$  A.

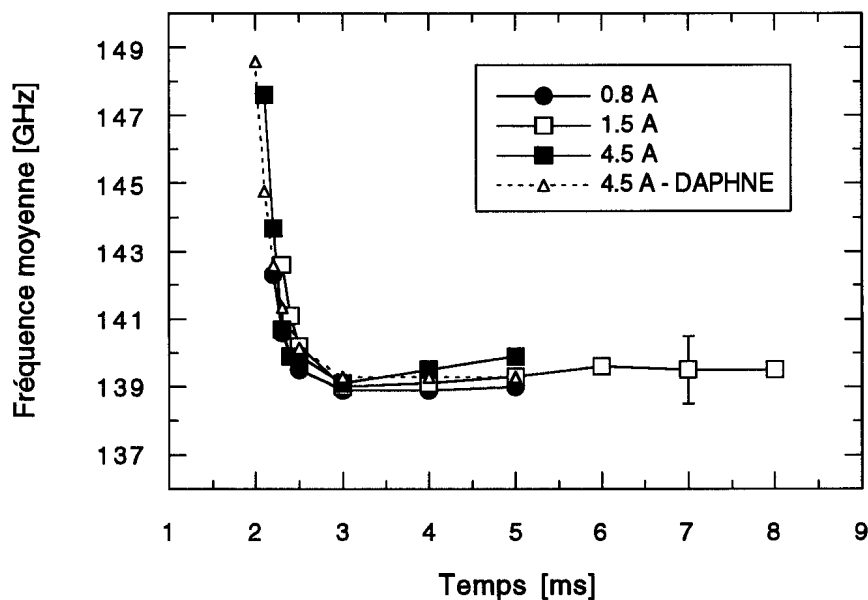


Figure 7.35: Evolution temporelle de la fréquence moyenne,  $\bar{\nu}_c$ , du spectre d'émission cyclotron électronique pour différents courants,  $I_b$ ;  $V_c = -62.0$  kV;  $V_{mod} = 27.5$  kV.

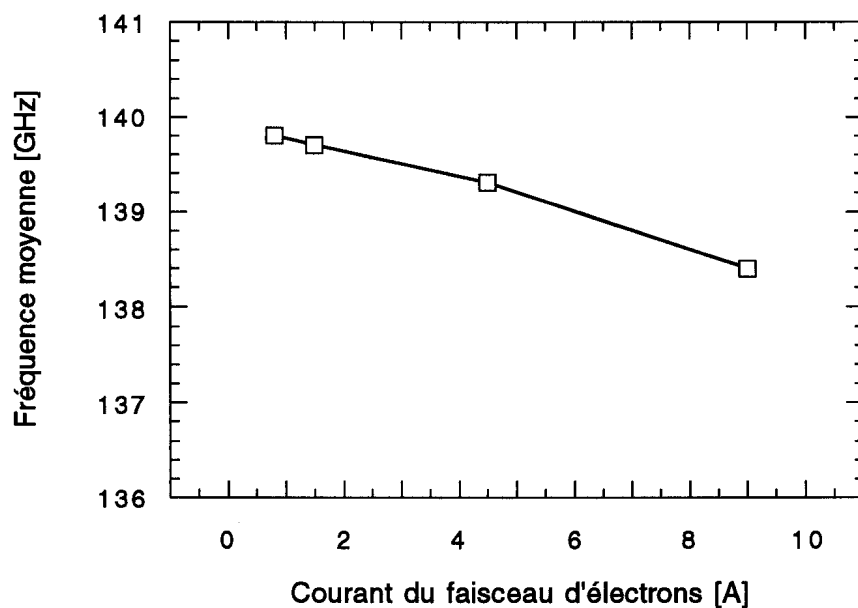


Figure 7.36: Fréquence théorique moyenne,  $\bar{\nu}_c$ , du spectre d'émission cyclotron électronique en fonction du courant,  $I_b$ ;  $V_c = -62.0$  kV;  $V_{mod} = 27.5$  kV.

la tension d'accélération et de modulation. La même figure représente le spectre « moyen » qui a été déterminé à l'aide des valeurs moyennes des amplitudes. Le spectre « moyen » a été utilisé pour les résultats présentés au paragraphe précédent.

Le déplacement du spectre pendant la phase stationnaire de la tension d'accélération et de modulation est plus petit dans le cas d'un courant du faisceau d'électrons plus faible de 1.5 A ; pour un courant de 0.8 A, il est finalement plus petit que la résolution du spectromètre de 0.25 GHz (Fig. 7.33, 7.34).

## 7.5.2 Discussion des résultats

### 7.5.2.1 Fréquence moyenne du spectre

La résolution temporelle des mesures d'émission cyclotron électronique permettait l'observation d'un léger déplacement du spectre vers les plus hautes fréquences pendant la phase stationnaire du tir. Comme le spectre n'a pas été mesuré que pendant un seul tir, l'observation du déplacement du spectre prouve que les conditions de fonctionnement du gyrotron sont restées suffisamment stables pendant l'acquisition des données.

Les résultats présentés au paragraphe précédent ont été ajustés par une fonction de distribution gaussienne. L'évolution temporelle de la fréquence moyenne du spectre en fonction du courant du faisceau d'électrons est finalement représentée sur la figure 7.35. Les valeurs théoriques ont été calculées en utilisant le code DAPHNE et l'équation (7.32). Pendant la phase non-stationnaire en début d'impulsion, la solution stationnaire de DAPHNE a été utilisée pour les différentes tensions d'accélération et de modulation.

Le déplacement vers les plus hautes fréquences est en accord qualitatif avec une neutralisation du faisceau d'électrons dans la région de propagation libre : la neutralisation abaisse la dépression du potentiel, ce qui peut être exprimé d'une manière équivalente par une diminution du courant électrique. Cette diminution correspond ensuite à une diminution de la fréquence moyenne de l'émission cyclotron électronique (Fig. 7.36).

L'hypothèse de la présence des ions est, de plus, en accord avec l'évolution temporelle des signaux des sondes capacitives (Fig. 7.37). La tension mesurée est proportionnelle à la charge qui se trouve à l'intérieur de la sonde. Or, la diminution de la tension indique une diminution de la charge négative. Comme le courant reste constant pendant cette phase de tir, il ne reste donc que deux possibilités :

- La densité électronique du courant diminue. Par conséquent, la vitesse parallèle des électrons devrait augmenter pour maintenir le courant. Le changement relatif de la vitesse doit correspondre au changement relatif de la tension mesurée qui est de

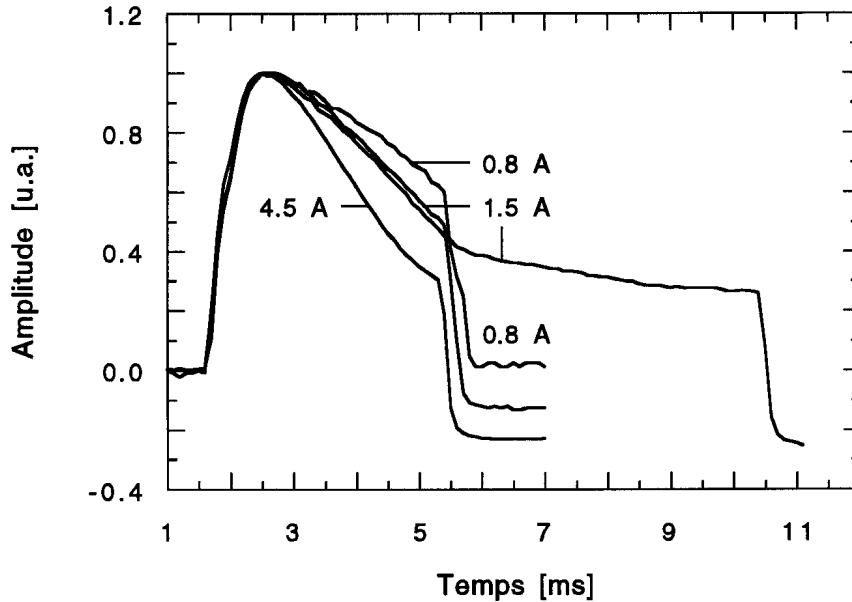


Figure 7.37: Evolution temporelle de la tension mesurée,  $U_m$ , par la sonde capacitive pour différents courants du faisceau d'électrons,  $I_b$ ;  $V_c = -62.0$  kV;  $V_{mod} = 27.5$  kV.

l'ordre de 50 %. Or, le changement de la fréquence moyenne de l'émission cyclotron électronique serait de l'ordre de 20 % (Eq. 6.93) et donc beaucoup plus grand que l'ordre de grandeur observé.

- La charge nette diminue à cause des ions positifs. Comme la dépression de potentiel dans la région de propagation libre est proportionnelle à la densité de charge d'espace [38], la dépression va, par conséquent, diminuer. Le changement observé de la charge est de l'ordre de 50 %. Or, en diminuant le courant de 50 %, pour simuler l'effet de la neutralisation, on constate (Fig. 7.35, 7.36) que le changement de la fréquence correspond à peu près à celui mesuré. Il convient de noter que les ions ne contribuent pas au courant, leur vitesse étant négligeable par rapport aux électrons.

Enfin, l'effet de « saturation » du signal capacitif après 4 ms (Fig. 7.37) correspond aussi à l'observation d'une stabilisation de la fréquence moyenne de l'émission cyclotron électronique au même moment (Fig. 7.35). Les décalages des signaux capacitifs à la fin du tir indiquent probablement une interception des ions par les sondes. La « neutralisation » suivante des sondes se poursuit avec la constante de temps  $RC$  du circuit de mesure.

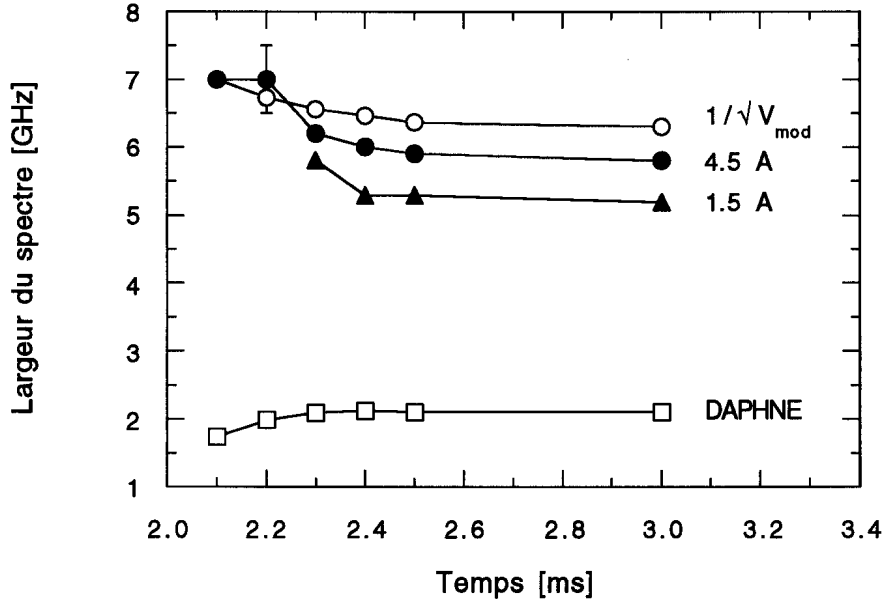


Figure 7.38: Evolution temporelle de la largeur absolue de fréquence,  $\Delta\nu$ , du spectre d'émission cyclotron électronique;  $V_c = -62.0$  kV;  $V_{mod} = 27.5$  kV.

### 7.5.2.2 Largeur du spectre

L'évolution temporelle de la largeur du spectre montre une légère diminution pendant la phase non-stationnaire du tir (Fig. 7.38, 7.39). Un tel comportement est en accord quantitatif avec l'évolution temporelle de la largeur d'une fonction de distribution de vitesse qui est déterminée par la rugosité de la cathode. La largeur du spectre, qui dépend dans ce cas de la tension de modulation par  $V_{mod}^{-1/2}$  (Paragr. 7.4.2.2), diminue pendant la phase non-stationnaire du tir quand la tension de modulation est augmentée. Par contre, la largeur d'une fonction de distribution de vitesse déterminée par la géométrie du canon dépend de la tension de modulation par  $V_{mod}$  (Paragr. 7.4.2.2). Or, la largeur du spectre augmente dans ce cas pendant la phase non-stationnaire du tir (Fig. 7.39).



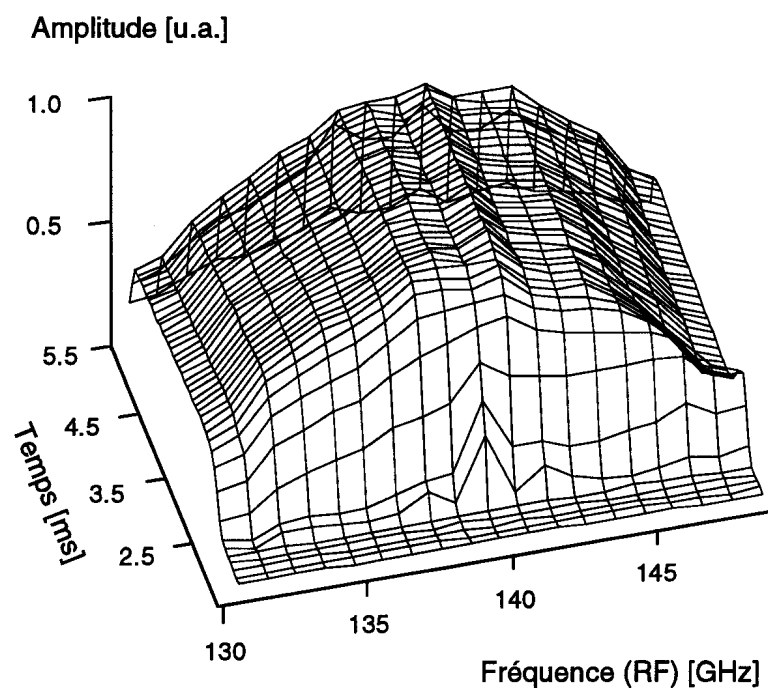


Figure 7.39: Spectre d'émission cyclotron électronique;  $V_c = -62.0$  kV;  $V_{mod} = 27.5$  kV;  $I_b = 4.5$  A.

## Chapitre 8

### Conclusion

La faisabilité de la diffusion Thomson et de l'émission cyclotron électronique comme diagnostic in situ du faisceau d'électrons d'un gyrotron quasi-optique à 100 GHz a été étudiée. L'utilisation de la diffusion Thomson était trop limitée par la structure mécanique du gyrotron ; elle a donc été abandonnée. En revanche, l'émission cyclotron électronique a permis de mesurer la fonction de distribution de vitesse parallèle avec une résolution temporelle de 0.1 ms. Les résultats principaux sont les suivants :

#### Diffusion Thomson

A cause du mouvement cyclotron des électrons, seule une mesure de la largeur de la fonction de distribution de vitesse parallèle peut être effectuée. Or, une géométrie de diffusion rétrograde dont le vecteur de diffusion est parallèle par rapport à l'axe de propagation du faisceau d'électrons doit être choisie. Une telle géométrie est cependant exclue du fait de l'immense longueur du gyrotron quasi-optique. En raison des restrictions mécaniques du gyrotron, la distribution spectrale des photons diffusés à un angle de diffusion de  $90^\circ$  a donc été étudiée théoriquement. La faible section efficace de la diffusion Thomson et la faible densité électronique du faisceau obligent à tirer le rayon laser antiparallèle par rapport à la direction de propagation du faisceau d'électrons. Le volume de diffusion est ainsi maximal et englobe toute la région d'interaction du faisceau d'électrons. La distribution spectrale des photons diffusés dans le plan de rotation des électrons s'étend, à cause du mouvement cyclotron des électrons, du visible à l'infrarouge proche (laser à néodyme-verre), et présente deux pics. Tandis que toute l'information concernant la largeur de la fonction de distribution de vitesse est perdue, la longueur d'onde moyenne des deux pics à  $\simeq 600$  nm et à  $\simeq 1100$  nm est respectivement liée à la vitesse moyenne et à l'angle d'inclinaison du faisceau d'électrons. Un miroir rectangulaire de surface parabolique et d'un

angle d'ouverture de  $90^\circ$  permettrait, grâce à la symétrie, une augmentation considérable de l'angle solide d'observation. Le nombre de photons diffusés ainsi récupérés serait, à 600 nm, de  $3 \cdot 10^5$  1/J. Une mesure de la vitesse moyenne du faisceau d'électrons serait donc possible. Par contre, une mesure de l'angle d'inclinaison est limitée par la faible sensibilité des détecteurs dans la bande spectrale infrarouge proche.

Une expérience préliminaire menée sans fonctionnement du gyrotron avait montré que le rayon laser induisait des décharges électriques dans le canon à électrons, ce qui perturberait, par conséquent, le fonctionnement du gyrotron. Un abaissement de l'énergie du laser au-dessous de 0.5 J dans le volume de diffusion a, d'un côté, évité les décharges électriques dans le canon à électrons mais, d'un autre côté, produirait un nombre insuffisant de photons diffusés. On peut en conclure que la faisabilité de la diffusion Thomson comme diagnostic du faisceau d'électrons d'un gyrotron quasi-optique a été théoriquement démontrée, mais que l'expérience a été abandonnée à cause des restrictions mécaniques du gyrotron quasi-optique à 100 GHz.

### Emission cyclotron électronique

Le déplacement Doppler ainsi que l'élargissement Doppler de l'émission cyclotron électronique du faisceau d'électrons d'un gyrotron quasi-optique à 100 GHz ont été mesurés en observant l'émission spontanée des électrons à un angle  $\theta = 15^\circ$  par rapport au champ magnétique. Les spectres restent ainsi dominés par la fonction de distribution de vitesse parallèle,  $f(\beta_{\parallel})$ , tandis que la dépendance du facteur relativiste,  $\gamma$ , est négligeable pour une largeur relative du facteur,  $\Delta\gamma/\gamma$ , qui ne dépasse pas 2 %. Pour supprimer l'émission stimulée des électrons, le gyrotron a été utilisé sans résonateur. Chaque spectre a été mesuré dans une bande de fréquence de 130.0 GHz à 148.5 GHz avec un système de détection hétérodyne et un spectromètre à deux canaux d'une fréquence moyenne de 8.00 et 8.50 GHz ( $\pm 0.05$  GHz). Le courant maximal du faisceau d'électrons était de 4.5 A. Dans ces conditions, la variation du facteur relativiste due à la charge d'espace dans la région d'interaction reste négligeable et le spectre n'est donc pas modifié. Par contre, un élargissement du spectre de 0.5 GHz, dû au temps de vol des électrons, a été pris en considération pour l'analyse du spectre mesuré. Pour déduire la vitesse perpendiculaire moyenne ainsi que la largeur de la fonction de distribution de vitesse perpendiculaire, un faisceau d'électrons monoénergétique a été supposé. Les résultats expérimentaux ont été comparés avec les résultats théoriques du code de simulation DAPHNE.

## **Largeur de la fonction de distribution de vitesse**

Les largeurs relatives de la fonction de distribution de vitesse perpendiculaire mesurées sont de 5–8 % ( $\pm 1\%$ ) et sont ainsi d'un facteur 2 à 3 plus larges que les valeurs calculées. De plus, la fonction de distribution de vitesse mesurée est une fonction gaussienne tandis que la fonction de distribution de vitesse calculée par le code DAPHNE est une fonction discontinue dont la largeur n'est déterminée que par la géométrie du canon à électrons.

La vitesse initiale thermique des électrons sortant de la cathode et la rugosité de la cathode sont deux effets qui peuvent générer une distribution de vitesse gaussienne. Pourtant, comme l'énergie initiale thermique des électrons n'est que de 0.1 eV, le premier des deux effets est négligeable. Par contre, des structures de la surface de la cathode de l'ordre du micromètre pourraient expliquer la largeur observée du spectre. Une diminution de la largeur du spectre de 2 à 3 % a été observée soit en augmentant la tension de modulation soit en diminuant le champ magnétique sur la cathode. Une telle dépendance est en accord qualitatif avec les prévisions faites à partir d'un modèle simplifié de l'effet de rugosité.

## **Paramètre $\alpha$**

La mesure du paramètre  $\alpha$  dans la région de propagation libre du faisceau, effectuée à une tension d'accélération de  $-62$  kV, est tout à fait en accord avec la théorie pour des valeurs du paramètre  $\alpha$  théoriques inférieures à 1.4. Au-dessus de 1.4, les valeurs mesurées restent cependant au-dessous des valeurs théoriques. Une valeur maximale du paramètre  $\alpha$  de 1.6 a été atteinte. Aux plus hautes tensions d'accélération, par contre, le paramètre  $\alpha$  a toujours tendance à être plus petit que la valeur théorique.

Les mesures de l'émission cyclotron électronique ont été comparées aux résultats de deux sondes capacitatives installées dans le conduit du faisceau d'électrons qui se trouve juste avant la région d'interaction du gyrotron. Pendant le tir du gyrotron, les mesures effectuées par les sondes étaient fortement perturbées par des ions positifs se trouvant à l'intérieur de la sonde. Par conséquent, une mesure de la vitesse parallèle moyenne n'était possible qu'au début du tir du gyrotron. Les mesures effectuées par les sondes capacitatives demeurent cependant, à ce moment-là, en conformité avec la théorie.

## **Evolution temporelle du spectre**

L'évolution temporelle du spectre d'émission cyclotron électronique a montré un léger déplacement de celui-ci vers de plus hautes fréquences. Le déplacement, qui se stabilise

après environ 4 ms, dépend du courant du faisceau d'électrons et, à 4.5 A, est d'environ 1 GHz. L'évolution temporelle des signaux des sondes capacitatives a mis en évidence une augmentation du nombre d'ions positifs à l'intérieur des sondes qui se sature après environ 4 ms. Cette observation correspond donc à celle d'une stabilisation de la fréquence moyenne de l'émission cyclotron électronique au même moment. L'évolution temporelle observée est liée à une neutralisation du faisceau d'électrons qui abaisse la dépression de potentiel dans la région d'interaction. Une simulation du changement de la fréquence d'émission cyclotron électronique réalisée à partir du changement de la charge mesuré par les sondes, qui est de l'ordre de 50 %, est en bon accord avec le changement de fréquence mesuré.

### Conclusion générale

Pour les largeurs mesurées de la fonction de distribution de vitesse parallèle du faisceau d'électrons de 10 %, l'efficacité électronique de l'interaction électron-onde électromagnétique diminue théoriquement de  $\approx 22\%$  à environ  $\approx 21\%$ . Or, l'affaiblissement

# Bibliographie

- [1] J. Benford and J. Swegle. *High-Power Microwaves*, chapter 8. Artech House, Norwood, MA, 1992.
- [2] C.J. Edgcombe, editor. *Gyrotron Oscillators*. Taylor and Francis, London, 1993.
- [3] K.E. Kreischer and R.J. Temkin. High frequency gyrotrons and their application to tokamak plasma heating. In *Infrared and Millimeter Waves*, volume 7, chapter 8. Academic Press, Orlando, Florida, 1983.
- [4] H. Jory, K. Felch, C. Hess, H. Huey, E. Jongewaard, J. Neilson, R. Pendleton, and M. Tsirulnikov. Millimeter-wave megawatt gyrotron development for ECR heating applications. In A.G. Litvak, editor, *Proceedings of the International Workshop on Strong Microwaves in Plasmas, Suzdal 1990*, Vol. 2, pages 693–712. Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod, Russia, 1991.
- [5] M. Thumm, E. Borie, G. Dammertz, G. Gantenbein, M. Kuntze, A. Möbius, H.-U. Nickel, B. Piosczyk, and A. Wien. Development of high-power 140 GHz gyrotrons for fusion plasma applications. In A.G. Litvak, editor, *Second International Workshop on Strong Microwaves in Plasmas*, Vol. 2, pages 670–689. Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod, Russia, 1994.
- [6] W. Kasperek, H. Kumrić, G.A. Müller, J. Pretterebner, P.G. Schüller, and D. Wagner. Conceptual design of an Electron Cyclotron Wave system for ITER/NET. Final report, 1991.
- [7] M.Q. Tran, T.M. Tran, D.R. Whaley, C. Iatrou, S. Kern, A. Möbius, H.-U. Nickel, P. Norajitra, M. Thumm, G. Bon-Mardion, M. Pain, and G. Tonon. Feasibility study of the EU home team on the manufacture of a gyrotron for ECRH on ITER. In K. Sakai and T. Yoneyama, editors, *Proc. Nineteenth Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves, Sendai 1994*, pages 67–68. JSAP Catalog No: AP 941228, 1994.
- [8] K.E. Kreischer, T.L. Grimm, W.C. Guss, A. Möbius, and R.J. Temkin. Experimental study of a high-frequency megawatt gyrotron oscillator. *Phys. Fluids B* 2, 640–646, 1990.

- [9] A.W. Fliflet, T.A. Hargreaves, W.M. Manheimer, R.P. Fischer, and M.L. Barsanti. Initial operation of a high-power quasi-optical gyrotron. *IEEE Trans. Plasma Science* **18**, 306–312, 1990.
- [10] J.P. Hogge. *Optimisation du couplage de sortie d'un gyrotron quasi-optique grâce à un réseau diffractif à support ellipsoïdal*. PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, 1993.
- [11] K.E. Kreischer, B.G. Danly, H. Saito, J.B. Schutkeker, R.J. Temkin, and T.M. Tran. Development of high frequency gyrotrons. *IEDM Technical Digest*, pages 524–527, 1985.
- [12] G.G. Denisov, V.A. Flyagin, A.L. Goldenberg, V.I. Khizhnyak, A.N. Kuftin, V.I. Malygin, A.B. Pavelyev, A.V. Pylin, and V.E. Zapevalov. Investigation of gyrotron in IAP. In M.R. Siegrist, M.Q. Tran, and T.M. Tran, editors, *Proc. Sixteenth Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves, Lausanne 1991*, pages 632–635. SPIE **1576**, 1991.
- [13] V.A. Flyagin, A.L. Goldenberg, and V.E. Zapevalov. State of the art of gyrotron investigations in Russia. In J.R. Birch and T.J. Parker, editors, *Proc. Eighteenth Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves, Colchester 1993*, pages 581–584. SPIE **2104**, 1993.
- [14] M. Thumm, E. Borie, G. Dammertz, O. Höchtl, M. Kuntze, H.-U. Nickel, B. Piosczyk, C. Semmler, and A. Wien. Development on advanced high-power 140 GHz gyrotrons at KfK. In K. Sakai and T. Yoneyama, editors, *Proc. Nineteenth Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves, Sendai 1994*, pages 57–58. JSAP Catalog No: AP 941228, 1994.
- [15] K.E. Kreischer, M. Blank, B.G. Danly, T. Kimura, T. Mizuno, and R.J. Temkin. Operation of a megawatt gyrotron at 110 GHz. In K. Sakai and T. Yoneyama, editors, *Proc. Nineteenth Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves, Sendai 1994*, pages 61–62. JSAP Catalog No: AP 941228, 1994.
- [16] K. Sakamoto, M. Tsuneoka, A. Kasugai, K. Takahashi, S. Maebara, T. Imai, T. Kariya, Y. Okazaki, K. Hayashi, Y. Mitsunaka, and Y. Hirata. Development of 110 GHz CPD gyrotron. In K. Sakai and T. Yoneyama, editors, *Proc. Nineteenth Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves, Sendai 1994*, pages 63–64. JSAP Catalog No: AP 941228, 1994.
- [17] V.A. Flyagin, V.I. Kishnyak, V.N. Manuilov, A.B. Pavelyev, V.G. Pavelyev, B. Piosczyk, G. Dammertz, O. Höchtl, C. Iatrou, S. Kern, H.-U. Nickel, T. Thumm, A. Wien, and O. Dumbrajs. Development of a 1.5 MW coaxial gyrotron at 140 GHz. In K. Sakai and T. Yoneyama, editors, *Proc. Nineteenth Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves, Sendai 1994*, pages 63–64. JSAP Catalog No: AP 941228, 1994.

- [18] M.E. Read, M.Q. Tran, J. McAdoo, and M.L. Barsanti. Experimental study of a single-mode quasi-optical gyrotron. *Int. J. Electron.* **65**, 309–325, 1988.
- [19] A.W. Fliflet, T.A. Hargreaves, W.M. Manheimer, and P. Sprangle. Review of quasi-optical gyrotron development. *J. Fusion Energy* **9**, 31–58, 1990.
- [20] M.Q. Tran. Quasi-optical gyrotron development at CRPP. In A.G. Litvak, editor, *Proceedings of the International Workshop on Strong Microwaves in Plasmas, Suzdal 1990*, Vol. 2, pages 812–831. Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod, Russia, 1991.
- [21] S. Alberti, M. Pedrozzi, M.Q. Tran, J.P. Hogge, T.M. Tran, P. Muggli, B. Jödicke, and H.G. Mathews. Experimental measurements of competition between fundamental and second harmonic emission in a quasi-optical gyrotron. *Phys. Fluids B* **11**, 2544–2546, 1990.
- [22] S. Alberti, M.Q. Tran, and T.M. Tran. DC space-charge induced frequency up-shift in a quasi-optical gyrotron. *Phys. Fluids B* **3**, 519–521, 1991.
- [23] R.P. Fischer, A.W. Fliflet, W.M. Manheimer, B. Levush, T.M. Antonsen, and V.L. Granatstein. Phase locking, amplification, and mode selection in an 85 GHz quasi-optical gyrotron. *Phys. Rev. Lett.* **72**(15), 2395–2398, 1994.
- [24] A.W. Fliflet, T.A. Hargreaves, W.M. Manheimer, R.P. Fischer, and M.L. Barsanti. Operation of a quasi-optical gyrotron with variable mirror separation. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2664–2667, 1989.
- [25] A.W. Fliflet, T.A. Hargreaves, W.M. Manheimer, R.P. Fischer, M.L. Barsanti, B. Levush, and T. Antonsen. Operating characteristics of a continuous-wave-relevant quasi-optical gyrotron with variable mirror separation. *Phys. Fluids B* **2**, 1046–1056, 1990.
- [26] S. Alberti, M.Q. Tran, J.P. Hogge, T.M. Tran, A. Bondeson, P. Muggli, A. Perre-noud, B. Jödicke, and H.G. Mathews. Experimental measurements on a 100 GHz frequency tunable quasi-optical gyrotron. *Phys. Fluids B* **2**, 1654–1661, 1990.
- [27] P.J.B. Clarricoats, A.D. Olver, and S.L. Chong. Attenuation in corrugated circular waveguides, Part 1: Theory. *Proc. IEE* **122**, 1173–1179, 1975.
- [28] P.J.B. Clarricoats, A.D. Olver, and S.L. Chong. Attenuation in corrugated circular waveguides, Part 2: Experiment. *Proc. IEE* **122**, 1180–1186, 1975.
- [29] W. Henle, A. Jacobs, W. Kasperek, H. Kumrić, G.A. Müller, P.G. Schüller, and M. Thumm. Study on ECW transmission lines for ITER/NET. Second Intermediate report, 1989.
- [30] S.N. Vlasov, L.I. Zagryadskaya, and I. Petelin. Transformation of a whispering gallery mode, propagating in a circular waveguide, into beam of waves. *Radio Eng. and Elect. Phys.* **20**, 14–17, 1975.



- [31] M. Thumm. High power mode conversion for linearly polarized  $HE_{11}$  hybrid mode output. *Int. J. Electron.* **61**, 1135–1153, 1986.
- [32] G.G. Denisov, A.N. Kuftin, V.I. Malygin, N.P. Venediktov, D.V. Vinogradov, and V.E. Zapevalov. 110 GHz gyrotron with built-in high efficiency converter. *Int. J. Electron.* **72**, 1079, 1992.
- [33] M. Blank, K.E. Kreischer, and R.J. Temkin. Experimental study of a quasi-optical mode converter for a 110 GHz gyrotron. In K. Sakai and T. Yoneyama, editors, *Proc. Nineteenth Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves, Sendai 1994*, pages 331–332. JSAP Catalog No: AP 941228, 1994.
- [34] M. Pedrozzi. PhD thesis. Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne. Centre de Recherches en Physique des Plasmas. A publier.
- [35] M. Caplan, A.T. Lin, and K.R. Chu. A study of the saturated output of a  $TE_{01}$  gyrotron using an electromagnetic finite size particle code. *Int. J. Electron.* **53**(6), 659–671, 1982.
- [36] B.G. Danly and R.J. Temkin. Generalized nonlinear harmonic gyrotron theory. *Phys. Fluids* **29**, 561–567, 1986.
- [37] M.R. Siegrist, G. Soumagne, and M.Q. Tran. Experimental considerations concerning the velocity measurement of the relativistic electron beam in a gyrotron by means of Thomson scattering. *J. Appl. Phys.* **74**(4), 2229–2236, 1993.
- [38] S. Alberti. *Etude expérimentale de l'interaction faisceau d'électrons relativistes-onde électromagnétique dans un gyrotron quasi-optique*. PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, 1991.
- [39] R.Q. Twiss and J.A. Roberts. Electromagnetic radiation from electrons rotating in ionized medium under the action of uniform magnetic field. *Aust. J. Phys.* **11**, 424–446, 1958.
- [40] R.Q. Twiss. Radiation transfer and the possibility of negative absorption in astronomy. *Aust. J. Phys.* **11**, 564–579, 1958.
- [41] J. Schneider. Stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a magnetic field. *Phys. Rev. Lett.* **2**, 504–505, 1959.
- [42] A.V. Gaponov. Interaction between electron fluxes and electromagnetic waves in waveguides. *Izv. VUZ. Radiofizika* **2**, 450–462, 1959.
- [43] J.L. Hirshfield and J.M. Wachtel. Electron cyclotron maser. *Phys. Rev. Lett.* **12**, 533–536, 1964.
- [44] V.A. Flyagin, A.V. Gaponov, M.I. Petelin, and V.K. Yulpatov. The gyrotron. *IEEE-MTT* **25**, 514–520, 1977.

- [45] J.L. Hirshfield and V.L. Granatstein. The electron cyclotron maser: An historical survey. *IEEE-MTT* **25**, 522–527, 1977.
- [46] P. Sprangle, V.L. Granatstein, and A. Drobot. The electron cyclotron maser instability. *Journal de Physique C* **6 38**, 135–152, 1977.
- [47] V.L. Granatstein and I. Alexeff, editors. *High-Power Microwave Sources*. Artech House, Norwood, MA, 1987.
- [48] P. Sprangle, J.M. Vomvoridis, and W.M. Manheimer. Theory of quasi-optical electron cyclotron maser. *Phys. Rev. A* **23**, 3127–3138, 1981.
- [49] G.S. Nusinovich. Linear theory of a gyrotron with weakly tapered external magnetic field. *Int. J. Electron.* **64**(1), 127–135, 1988.
- [50] J.M. Baird and W. Lawson. Magnetron injection gun (MIG) design for gyrotron application. *Int. J. Electron.* **61**, 953–968, 1986.
- [51] W. Lawson, J. Calame, V.L. Granatstein, G.S. Park, C.D. Striffler, and J. Neilson. The design of a high peak power relativistic magnetron injection gun. *Int. J. Electron.* **61**, 969–984, 1986.
- [52] C.J. Edgcombe, editor. *Gyrotron Oscillators*, chapter 5, pages 123–146. Taylor and Francis, London, 1993.
- [53] A.S. Gilmour, Jr. *Principles of Traveling Wave Tubes*, chapter 5, pages 47–101. Artech House, Norwood, MA, 1994.
- [54] J.L. Cronin. Modern dispenser cathodes. *IEE Proc.* **128**(1), 19–32, 1981.
- [55] A.M. Shroff and P. Palluel. Les cathodes imprégnées. *Rev. tech. Thomson-CSF* **14**(3), 583–655, 1982.
- [56] T.M. Tran, D.R. Whaley, S. Merazzi, and R. Gruber. DAPHNE, a 2D axisymmetric electron gun simulation code. In R. Gruber and M. Tomassini, editors, *Proc. Sixth Joint EPS-APS Int. Conference on Physics Computing, Lugano 1994*, 1994.
- [57] W.B. Herrmannsfeldt. Electron trajectory program. Technical Report SLAC 226, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, 1979.
- [58] A. Ashkin. Electron beam analyzer. *J. Appl. Phys.* **28**(5), 564–569, 1957.
- [59] A. Ashkin. Dynamics of electron beams from magnetically shielded guns. *J. Appl. Phys.* **29**(11), 1594–1604, 1958.
- [60] S.F. Jacobs et al., editor. *Free Electron Generators of Coherent Radiation*, volume 7–9. Addison-Wesley, Reading, MA, 1980–1982.
- [61] G.I. Budger and A.N. Skrinskii. Electron cooling and new possibilities in elementary physics. *Sov. Phys. Usp.* **21**(4), 277–296, 1978.

- [62] M.S. Mladjenović. Magnetic electron spectrometers and their in-beam use. *Nucl. Instrum. and Methods* **162**, 193–209, 1979.
- [63] G. Fiocco and E. Thompson. Thomson scattering of optical radiation from an electron beam. *Phys. Rev. Lett.* **10**, 89–91, 1963.
- [64] D.E. Evans and J. Katzenstein. Light scattering in laboratory plasmas. *Rep. Prog. Phys.* **32**, 207–271, 1969.
- [65] N.C. Luhmann, J. Peebles, and W.A. Peebles. Instrumentation for magnetically confined fusion plasma diagnostics. *Rev. Sci. Instrum.* **55**(3), 279–331, 1984.
- [66] R. Behn, D. Dicken, J. Hackmann, S.A. Salito, M.R. Siegrist, P.A. Krug, I. Kjelberg, B. Duval, B. Joye, and A. Pochelon. Ion temperature measurements of tokamak plasmas by collective Thomson scattering of D<sub>2</sub>O laser radiation. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2833–2836, 1989.
- [67] S.C. Chen and T.C. Marshall. Parallel velocity spread induced in a relativistic electron beam by an undulator. *IEEE J. Quantum Electron.* **21**(7), 924–930, 1985.
- [68] J. Berger, P. Blatt, C. Habfast, P. Hauck, W. Meyer, R. Neumann, H. Poth, B. Seligmann, and A. Wolf. Thomson scattering of laser light from a relativistic electron beam. *IEEE Trans. Plasma Science* **T 22**, 296–299, 1988.
- [69] M.E. Read and J.A. McKay. An electron velocity distribution measurement for gyrotrons based on Thomson scattering. In R.J. Temkin, editor, *Proc. Fifteenth*

- [75] B. Piosczyk. Parameters of gyrotron electron beams measured by the method of retarding fields. In R.J. Temkin, editor, *Proc. Seventeenth Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves, Pasadena 1992*, pages 494–495. SPIE **1929**, 1992.
- [76] B. Piosczyk. Results of experiments on parameters of electron guns for gyrotrons. In J.R. Birch and T.J. Parker, editors, *Proc. Eighteenth Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves, Colchester 1993*, pages 450–451. SPIE **2104**, 1993.
- [77] A.L. Goldenberg. Problem and method of measurement of energy spread in electron beams of gyrotrons. In K. Sakai and T. Yoneyama, editors, *Proc. Nineteenth Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves, Sendai 1994*, pages 349–350. JSAP Catalog No: AP 941228, 1994.
- [78] W.C. Guss, T.L. Grimm, K.E. Kreischer, J.T. Polevoy, and R.J. Temkin. Velocity ratio measurements of a gyrotron electron beam. *J. Appl. Phys.* **69**(7), 3789–3795, 1991.
- [79] P. Avivi, Ch. Cohen, and L. Friedland. Drift velocity measurements in relativistic electron beams. *Appl. Phys. Lett.* **42**(11), 948–949, 1983.
- [80] P. Avivi, Ch. Cohen, and L. Friedland. Velocity distribution and energy diagnostics in intense guided relativistic electron beams. *Rev. Sci. Instrum.* **57**(3), 346–348, 1986.
- [81] R.E. Shefer, Y.Z. Yin, and G. Bekefi. Velocity diagnostics of mildly relativistic, high current electron beams. *J. Appl. Phys.* **54**(11), 6154–6159, 1983.
- [82] R.E. Shafer. Beam position monitoring. In M. Month and M. Dienes, editors, *The Physics of Particle Accelerators*, volume 1, pages 601–636, New York, 1992. AIP Conference Proceedings 249.
- [83] D.A. Goldenberg and G.R. Lambertson. Dynamic devices: A primer on pickups and kickers. In M. Month and M. Dienes, editors, *The Physics of Particle Accelerators*, volume 1, pages 537–600, New York, 1992. AIP Conference Proceedings 249.
- [84] F.F. Chen. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Plenum Press, New York, 1984.
- [85] M. Bornatici, R. Carno, O. DeBarbieri, and F. Engelmann. Electron cyclotron emission and absorption in fusion plasmas. *Nuclear Fusion* **23**(9), 1153–1257, 1983.
- [86] N.A. Salmon. *High spatial resolution temperature measurements in the JET plasma using electron cyclotron emission*. PhD thesis, University of London, Department of Plasma Physics, South Kensington, London, SW7 2BZ, 1989.

- [87] S. Alberti, M.Q. Tran, T.M. Tran, J.P. Hogge, P. Muggli, and B. Isaak. A novel electron beam diagnostic using the measurement of the cyclotron emission (ECE). In M. von Ortenberg, editor, *Proc. Forteenth Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves, Würzburg 1989*, pages 535–536. SPIE **1240**, 1989.
- [88] G. Soumagne, S. Alberti, J.P. Hogge, M.R. Siegrist, M.Q. Tran, and T.M. Tran. Measurement of the parallel velocity spread of the electron beam in a quasi-optical gyrotron by electron cyclotron emission. In K. Sakai and T. Yoneyama, editors, *Proc. Nineteenth Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves, Sendai 1994*, pages 468–469. JSAP Catalog No: AP 941228, 1994.
- [89] P. Muggli, M.Q. Tran, and T.M. Tran. Velocity ratio measurement using the frequency of the gyro backward wave. *Phys. Fluids B* **3**(6), 1315–1318, 1991.
- [90] J. Sheffield. *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation*. Academic Press, New York, 1975.
- [91] I.H. Hutchinson. *Principles of Plasma Diagnostics*, chapter 7. Cambridge Univer-

- [101] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*, chapter 14. John Wiley & Sons, New York, 1975.
- [102] I.H. Hutchinson. *Principles of Plasma Diagnostics*, chapter 5. Cambridge University Press, New York, 1987.
- [103] H.A. Haus and M.N. Islam. Synchrotron radiation of wiggled electron beam in rectangular waveguide. *J. Appl. Phys.* **54**(9), 4784–4793, 1983.
- [104] G. Bekefi. *Radiation Processes in Plasmas*, chapter 6. John Wiley & Sons, New York, 1966.
- [105] J. Johnner. Angular distribution of the total cyclotron radiation of a relativistic particle with parallel velocity. Technical Report EUR-CEA-FC-1319, Département de Recherche sur la Fusion Contrôlée. Centre d'Etudes Nucléaires de Cadarache, 13108 Saint-Paul-Lez-Durance, France, 1987.
- [106] A.T. Drobot and K. Kim. Space charge effects on the equilibrium of guided electron flow with gyromotion. *Int. J. Electron.* **51**, 351–367, 1981.
- [107] A.K. Ganguly and K.R. Chu. Limit current in gyrotrons. *Int. J. Infrared and Millimeter Waves* **5**, 103–122, 1984.
- [108] T. Antonsen and B. Levush. Influence of thermal spread on space-charge limiting current. *Int. J. Electron.* **61**, 871–880, 1986.
- [109] K. Kato and I.H. Hutchinson. Design and performance of compact vacuum-compatible submillimeter viewing dumps. *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 1242–1247, 1986.
- [110] W. Demtröder. *Laser Spectroscopy*, chapter 10.5. Springer-Verlag, Berlin, second edition, 1982.
- [111] B.E.A. Saleh and M.C. Teich. *Fundamentals of Photonics*, chapter 22. John Wiley & Sons, New York, 1991.
- [112] Chronos Group. *Frequency Measurement and Control*, volume 7 of *Microwave Technology Series*. Chapman and Hall, London, 1994.
- [113] S.A. Maas. *Microwave Mixers*, chapter 2. Artech House, Norwood, MA, second edition, 1993.
- [114] H.-J. Kunze. *Physikalische Meßmethoden*, chapter 6, pages 119–123. Teubner, Stuttgart, 1986.
- [115] D.M. Pozar. *Microwave Engineering*, chapter 11. Addison-Wesley, Reading, MA, 1990.

- [116] A.N. Kuftin, V.K. Lygin, V.N. Manuilov, B.V. Raisky, E.A. Solujanova, and Sh.E. Tsimring. Theory of helical electron beams in gyrotrons. In R.J. Temkin, editor, *Proc. Seventeenth Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves, Pasadena 1992*, pages 516–517. SPIE **1929**, 1992.
- [117] K.E. Kreischer, M. Blank, W.C. Guss, S.K. Lee, and R.J. Temkin. High frequency, megawatt gyrotron experiments at MIT. In J.R. Birch and T.J. Parker, editors, *Proc. Eighteenth Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves, Colchester 1993*, pages 515–516. SPIE **2104**, 1993.
- [118] B. Piosczyk. Non-adiabatic electron gun for gyrotrons. *Int. J. Electron.* **67**(3), 447–456, 1989.
- [119] Sh.E. Tsimring. On the spread of velocities in helical electron beams. *Radio-phys. Quantum Elect.* **15**(8), 952–961, 1972.
- [120] K.R. Chu and L.H. Lyu. Simulation of electrostatic noise amplification in gyrotrons. *IEEE Trans. Microwave Theory and Technol.* **MTT-34**, 690–695, 1986.
- [121] A. Bondeson and T.M. Antonsen. Space-charge instabilities in gyrotron beams. *Int. J. Electron.* **61**, 855–870, 1986.
- [122] H. Li and Jr. T.M. Antonsen. Space charge instabilities in gyrotron beams. *Phys. Plasmas* **1**(3), 714–729, 1994.
- [123] T.M. Tran. Communication privée.
- [124] S. Alberti. Communication privée.
- [125] Brockhaus Enzyklopädie. F.A. Brockhaus, Wiesbaden, 19<sup>e</sup> Edition, 1994.